



dynamique et regime thermique des chaines de montagnes - application aux Andes Centrales

Laurent Husson

► To cite this version:

Laurent Husson. dynamique et regime thermique des chaines de montagnes - application aux Andes Centrales. Géologie appliquée. Ecole normale supérieure de lyon - ENS LYON, 2001. Français. NNT : . tel-00004191

HAL Id: tel-00004191

<https://theses.hal.science/tel-00004191>

Submitted on 16 Jan 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

ÉCOLE NORMALE SUPÉRIEURE DE LYON
UMR 5570 - LABORATOIRE DES SCIENCES DE LA TERRE

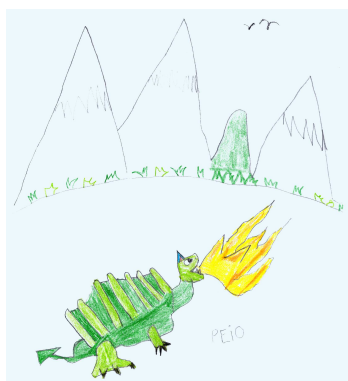
Thèse

pour obtenir le grade de
Docteur de l'École Normale Supérieure de Lyon
Discipline : Sciences de la Terre

présentée et soutenue publiquement le
26 octobre 2001

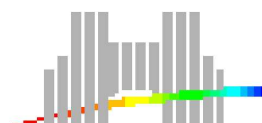
par
Laurent Husson

**DYNAMIQUE ET RÉGIME THERMIQUE DES CHAÎNES DE
MONTAGNES - APPLICATION AUX ANDES CENTRALES**



Jury

Philippe Gillet	Président
Bernard Colletta	Rapporteur
Claudio Faccenna	Rapporteur
Laurent Jolivet	Examineur
Yanick Ricard	Directeur de thèse
Isabelle Moretti	Co-directrice de thèse



Remerciements

De tous temps, l'Homme a tenté de comprendre la dynamique et le régime therm... Rien du tout ! Dans la vraie vie, sauf pour savoir s'il y aura de la neige à Val d'Isère, il ne se préoccupe pas plus du régime thermique des chaînes de montagnes que du résultat des cantonales, l'Homme. Sauf quelques uns ; parmi lesquels Isabelle Moretti, Yanick Ricard, et Bob Dylan. Ça fait au moins trois. Pour celà, ils doivent être remerciés. Parce que, moi aussi, ça me turlupine depuis un bout de temps, ces histoires de température, de montagnes, de cailloux et de Navier-Stokes. Et on a trouvé un arrangement -moins avec Bob Dylan qu'avec les deux autres- somme toute assez classique : une thèse, deux chefs et un thésard. Voilà pour le début. La fin, c'est Claudio Faccenna, Bernard Colletta, Laurent Jolivet, Philippe Gillet qui ont bien voulu faire les sages-femmes de ma thèse et constituer mon jury. Qu'ils soient remerciés, pour avoir fait partie du jury d'une part, pour les discussions scientifiques ou non d'autre part lors de leurs interventions plus ou moins fréquentes dans mon paysage de jeune et fougueux thésitif (ça veut dire blanc-bec en administratif).

Entre le début et la fin, il y a eu pas mal de gens, finalement, qui m'ont aidé, d'une façon ou d'une autre. A l'IFP, il y a eu Jean-Marc, Nico, Oui-Oui, Jean-Marie, et tous les autres, mais après ça fait plus de deux bureaux plus loin et on n'en finit plus. A Lyon, il y a eu plein de gens, mais alors là ça se corse, parce que ce sont des gens instables. Les Lyonnais, ça va, ça vient. Alors citons, dans le désordre, mes petits camarades de jeu et de travail : Gilles, Nico, Hervé, Pascal, Sylvaine, Peio, Cédric, Sylvain, Seb, Jan, Fred, Maud, Estelle, Carmen, Eva, Rosie, Frede, Steph... Et puis tous les autres, de ces labos ou d'ailleurs (il reste plein de place ci-dessous pour inscrire votre nom).

*How many years can a mountain exist, before it is washed to the sea ?
The answer is... blowin' in the wind.
Bob Dylan*

Résumé

Les zones de convergence ont des signatures tectoniques, morphologiques et thermiques très variables. Certains orogènes, comme les Andes Centrales, peuvent avoir un régime tectonique localement neutre à extensif, tandis que l'ensemble de la chaîne est en raccourcissement. L'équilibre entre les forces tectoniques et la flottabilité de la croûte détermine la dynamique de la marge. Les paramètres physiques qui contrôlent l'évolution de la marge peuvent être déduits de la topographie ; pour les Andes, les contraintes en jeu varient entre 25 MPa et 75 MPa, la force totale impliquée est d'environ $5.10^{12} \text{ N m}^{-1}$, la viscosité est de l'ordre de 2.10^{21} Pa s . Un modèle dynamique de déformation est développé, en assimilant la lithosphère à une plaque mince visqueuse. Des différences mineures dans les conditions aux limites permettent de reproduire convenablement l'évolution de marges actives très différentes, compressives ou extensives. La contribution motrice de la racine lithosphérique à la dynamique est également examinée. Les relations génétiques entre dynamique et régime thermique impliquent une très forte variabilité du champ thermique des marges actives. On distingue les sources de chaleur "statiques" qui incluent le flux de chaleur mantellique et la production radiogénique crustale, et les sources "dynamiques" qui dépendent de la cinématique de l'orogénèse, comme la friction à la base de la lithosphère, le magmatisme, l'ablation convective de la lithosphère, l'érosion, la sédimentation, *etc.* Une étude théorique systématique permet de hiérarchiser les processus thermiques. Un intérêt particulier est accordé aux perturbations induites par les processus superficiels. Ces investigations sont appliquées aux Andes Centrales, où les données thermiques sont abondantes.

Dynamics and thermal regime of orogenic belts - Application to the Central Andes

Convergent zones show highly variable tectonical, morphological and thermal signatures. Some orogenic belts, like the Central Andes, locally undergo a neutral to extensive tectonic regime, while the whole belt is globally shortening. The balance between tectonic and buoyancy forces within the crust controls the dynamics of the margin. The physical parameters ruling the evolution of the margin can be deduced from topography ; in the Andes, the involved stresses range between 25 MPa and 75 MPa, the total involved force is $5.10^{12} \text{ N m}^{-1}$, and the viscosity is in the order of 2.10^{21} Pa s . A time-marching strain model is developed for the lithosphere, on the basis of the thin viscous sheet approximation. Minor differences in the boundary conditions conveniently explain the evolution of both compressive and extensive active plate margins. The impact of a denser lithospheric root on the dynamics is also explored. The tectonic evolution of active margins disturbs their thermal fields. Highly variable thermal signatures within orogenic belts are evidenced. Heat sources include static sources, *i.e.*, mantle heat flow and radiogenic heat generation, and dynamic sources, which depend on the kinematics of the orogenic belt, *i.e.*, shear heating at the base of the lithosphere, magmatism, convective removal of the lithospheric root, erosion, sedimentation, *etc.* A theoretical approach is carried out in order to estimate the various thermal

contributions and to assess their influences within different morphotectonic units. Particular attention is paid to surface processes. These investigations are applied to the Central Andes, where numerous thermal and additional geophysical information is available.

Dinámica y régimen térmico de la orogénesis - Aplicación a los Andes Centrales.

Las zonas de convergencia presentan características tectónicas, morfológicas y térmicas muy variadas. Ciertas orogénesis, como los Andes Centrales, pueden tener localmente un régimen tectónico de neutro a extensivo, mientras que el conjunto de la cordillera está en compresión. El equilibrio entre las fuerzas tectónicas y la flotabilidad de la corteza determina la dinámica de los límites de placas. Los parámetros físicos que controlan la evolución del margen de placas pueden deducirse de la topografía; para los Andes, los esfuerzos varían entre 25 MPa y 75 MPa, la fuerza total implicada es aproximadamente de $5 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$, la viscosidad es del orden de $2 \cdot 10^{21} \text{ Pa s}$. Un modelo dinámico de deformación es desarrollado, asimilando la litosfera a una placa delgada viscosa. Pequeñas variaciones en las condiciones de contorno permiten reproducir convenientemente la evolución de sistemas activos muy diversos, tanto compresivos como extensivos. Igualmente, la contribución motriz de la raíz litosférica a la dinámica es examinada. Las relaciones genéticas entre dinámica y régimen térmico implican una gran variación del campo térmico de los márgenes activos. Distinguimos las fuentes de calor “estáticas” que incluyen el flujo de calor del manto y la producción radiogénica de la corteza, y las fuentes “dinámicas” que dependen de la cinemática de la orogénesis, como la fricción en la base de la litosfera, la erosión, la sedimentación, *etc.* Un estudio teórico sistemático permite jerarquizar los procesos tectónicos. Un interés particular es concedido a las perturbaciones inducidas por los procesos superficiales. El resultado de estas investigaciones es aplicado a los Andes Centrales, donde los datos térmicos son abundantes.

Table des matières

Remerciements	2
Résumé	3
Abstract	3
Resumen	4
Table des matières	5
 Introduction	 7
Références	15
 Dynamique des chaînes de montagnes	 17
1 Introduction à la dynamique des chaînes de montagnes	19
1.1 Introduction	19
1.2 Régime tectonique des zones convergentes	20
1.2.1 Tectonique des plaques, contraintes et déformations	21
1.2.2 Les moteurs de la tectonique des plaques	23
1.3 Modéliser une zone de subduction : approximation aux plaques minces visqueuses	34
 2 Equilibre des contraintes à l'aplomb d'une zone de subduction	 37
Stress balance above subduction : Application to the Andes, soumis à Geoph. J. Int.	37
Abstract	38
2.1 Introduction	40
2.2 The model	41
2.2.1 Thin viscous sheet approximation	41
2.2.2 General comments	44
2.2.3 A few simple cases : Mountain building at plate margin	46
2.2.4 A few simple cases : From gravitational collapse to back-arc opening	51
2.3 Application to the Andes	55

2.3.1	Fitting the topography	55
2.3.2	Quantifying the stresses	57
2.3.3	Time evolution	60
2.4	Conclusions	64
3	Discussion	67
3.1	Introduction	67
3.2	Marges extensives	68
3.2.1	De la compression à l'extension : le cas de la mer Egée	69
3.2.2	Commentaires sur la cordillère andine	76
3.3	Un modèle simple pour toutes les marges actives ?	81
3.3.1	Comportement non-newtonien	81
3.3.2	1 ou 2 dimensions ?	84
3.4	Moteurs lithosphériques de la déformation	86
3.4.1	Le rôle de la lithosphère dans la collision	86
3.4.2	Influence d'une lithosphère "minéralogique"	88
3.4.3	Influence d'une lithosphère thermique	92
3.5	Conclusions	99
3.5.1	Déformation des marges actives	100
3.5.2	Bilan sur le régime tectonique des marges actives	102
	Références	109
	Régime thermique des chaînes de montagnes	118
1	Thermicité des domaines orogéniques	121
1.1	Introduction	121
1.2	Détermination du régime thermique	121
1.2.1	Acquisitions	122
1.2.2	L'exemple du Subandin bolivien	123
1.3	Régime thermique océanique, continental	125
1.4	Aperçu du régime thermique des orogènes	129
1.4.1	Introduction	129
1.4.2	Signal thermique des orogènes : exemples régionaux	133
1.5	Phénomènes thermiques profonds et régionaux	137
1.5.1	Flux de chaleur mantellique et production radiogénique crustale	137
1.5.2	Sources dynamiques de chaleur	146
1.5.3	Bilan des sources de chaleur profondes	160
2	Régime thermique des avant-pays. Application au Subandin Bolivien	163

Thermal regime of fold and thrust belts - An application to the Bolivian Sub Andean Zone, <i>Tectonophysics</i>, sous presse		163
	Abstract	164
2.1	Introduction	165
2.2	Surface thermal controls in external zones of orogenic belts	166
2.2.1	Thrust propagation	168
2.2.2	Changes in the sedimentary regime : erosion and sedimentation . . .	170
2.2.3	Fluid circulation	174
2.2.4	Surface morphology	176
2.2.5	Terrain effects	178
2.2.6	Discussion	178
2.3	The Bolivian Sub Andean Zone	179
2.3.1	Geological setting	179
2.3.2	Data set	183
2.3.3	General overview of the thermal field over the studied area	183
2.4	Discussion	190
3	Discussion sur le régime thermique des Andes Centrales	195
3.1	Commentaires sur le Subandin bolivien	196
3.2	Bilan sur le régime thermique des Andes Centrales	199
3.2.1	Cordillère Orientale	201
3.2.2	Altiplano	203
3.2.3	Cordillère Occidentale	205
3.3	Conclusions	207
	Références	209
	Conclusions	220
	Références	229
	Annexe : Formulation mathématique de la dynamique des plaques dans le formalisme des plaques minces.	231

Introduction

Les zones de convergence ont des signatures tectoniques, magmatiques et morphologiques très variables. De la même manière, le régime thermique des marges actives est peu homogène. L'objectif de cette thèse est de caractériser les processus dynamiques et thermiques des zones de convergence, ainsi que leurs relations génétiques. L'état de contraintes des plaques peut être évalué à l'aide des déformations observées (e.g. Zoback, 1992). Les marges continentales actives montrent des régimes tectoniques très variables, apparemment indépendants du type de subduction. Les hautes chaînes de montagnes sur les marges peuvent être localement en extension, comme le Tibet ou les Andes péruviennes, et des bassins marginaux, comme la mer du Japon, peuvent être en compression. La variabilité du régime tectonique constitue une clef pour la compréhension des zones de convergence.

La dynamique des continents est pilotée par des forces qui s'établissent presque exclusivement en domaine océanique. La traction du panneau plongeant et la poussée de la ride, moteurs principaux de la tectonique des plaques (e.g. Turcotte et Schubert, 1982), interviennent en domaine continental comme conditions aux limites, responsables de la dynamique continentale. Afin d'expliquer les observations tectoniques antagonistes en apparence -de la compression à l'extension des marges continentales actives- un rôle moteur du manteau asthénosphérique sur la dynamique des plaques est parfois envisagé (e.g. Wdowinski et al., 1989 ; Russo et Silver, 1994). De tels modèles parviennent à reproduire des contextes tectoniques locaux, mais expliquent difficilement un régime tectonique plus régional. Nous nous proposons d'examiner la dynamique des zones de convergence à l'aide d'un modèle simple dans lequel les forces tectoniques sont équilibrées par les forces de flottabilité, liées aux variations latérales de densité. Afin d'isoler les paramètres physiques principaux de la dynamique, l'approche retenue est celles de l'approximation aux plaques minces visqueuses (e.g. England et McKenzie, 1982 ; Houseman et England, 1993). Les données géologiques sur la cinématique de la déformation permettent de calibrer les investigations théoriques par des exemples réels.

La Terre évacue la chaleur de façon hétérogène. En domaine cratonique, les seules sources de chaleur sont le flux mantellique et la production radiogénique crustale. La déformation des plaques redistribue les sources de chaleur. D'une part, les sources permanentes, radioactives, sont remobilisées et, en domaine orogénique, l'épaississement crustal accroît considérablement la densité de flux de chaleur ; d'autre part, l'énergie interne évacuée par la géodynamique à grande échelle se fait de manière hétérogène. Les forces tectoniques libèrent de l'énergie par la déformation des zones de convergence, et cette

déformation est exothermique. La cinématique orogénétique apparaît comme un contrôle essentiel du régime thermique ; les relations entre dynamique et régime thermique seront analysées dans cette optique. Les processus géodynamiques ne sont pas toujours exothermiques, et certains, comme par exemple l'érosion et la sédimentation (e.g. Carslaw et Jaeger, 1954 ; Turcotte et Schubert, 1982), induisent simplement des effets transitoires en accroissant localement le régime thermique pour le diminuer par ailleurs.

En observant la distribution hétérogène des sources de perturbations (e.g. Birch, 1947 ; Chapman et Rybach, 1985), nous pouvons quantifier les larges variations du régime thermique associé. L'incidence de l'évolution tectonique sur le régime thermique peut être appréhendée si l'on connaît la dynamique.

Les contrôles du régime thermique interviennent à des longueurs d'onde spatiales très variables, et les processus à considérer ne sont pas les mêmes selon l'objet de l'étude. Les phénomènes thermiques en domaine orogénique seront donc abordés de deux manières complémentaires. Nous nous intéresserons dans un premier temps aux processus thermiques régionaux, qui contraignent le champ de température profond, puis nous envisagerons les processus locaux qui interviennent à proximité de la surface ; si les processus superficiels ne contrôlent pas la géodynamique, il est néanmoins important de les évaluer précisément car la compréhension du régime thermique à faible profondeur a un double enjeu : intérêt économique d'une part, afin de préciser l'histoire de la maturation des hydrocarbures dans les bassins sédimentaires, intérêt général d'autre part puisque la détermination directe du régime thermique se fait essentiellement à l'aide de données de températures acquises à de faibles profondeurs.

Cette thèse permet d'appréhender les processus qui contrôlent régime thermique et dynamique. La rhéologie dépend de la température. Les relations d'interdépendance du régime thermique et de la dynamique y sont également appréhendées dans cette optique.

Une application particulière aux Andes Centrales, pour la thermique comme pour la dynamique, sera proposée. Cette région constitue une zone privilégiée pour cette étude pour de multiples raisons. Sa largeur atteint presque 800 km et appartient à un ensemble orogénique de près de 7000 km de long, l'épaisseur crustale dépasse 70 km (James, 1971, Beck et al., 1996). Sa cinématique est très rapide : la subduction de la plaque Nazca se produit à 7.6 cm/an (DeMets et al., 1990), les vitesses de surrection actuelles atteignent 0,3 mm/an (Gregory-Wodzicki, 2000 ; Kennan, 2001), le raccourcissement horizontal est de 10 cm/an. Le bassin d'avant-pays très large (~ 150 km) entre 17°S et 22°S en fait une

zone d'exploration pétrolière intense, et de nombreuses données thermiques ont ainsi pu être synthétisée afin de contraindre les investigations théoriques.

Enfin, les Andes Centrales, de par leur structure unique, bénéficient d'un intérêt académique très fort. Les données géophysiques sont nombreuses et permettent d'explorer de nombreuses hypothèses relatives à la structuration d'un relief aussi particulier que l'Altiplano (e.g. Froidevaux et Isacks, 1984 ; Isacks, 1988 ; Baby et al., 1997 ; Lamb et Hoke, 1997).

Références

- Beck, S.L., Zandt, G., Myers, S.C., Wallace, T.C., Silver, P.G. & Drake, L., 1996. Crustal-thickness variations in the central Andes, *Geology*, 24, 407-410.
- Birch, F., 1947. Crustal structure and surface heat flow near the Colorado Front Range. *Trans. Am. Geophys. Union*, 28, 792-797.
- Carslaw, H. S. & Jaeger, J. C. 1959. *Conduction of heat in solids*. Clarendon Press, Oxford.
- Chapman, D.S. & Rybach, L., 1985. Heat flow anomalies and their interpretation, *J. Geodyn.*, 4, 3-37.
- DeMets, C., Gordon, R.G., Argus, D.F. & Stein, S., 1990. Current plate motion, *Geophys. J. Int.*, 101, 425-478.
- England, P. & McKenzie, D., 1982. A thin viscous sheet model for continental deformation, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 70, 295-321.
- Froidevaux C. & Isacks B.L., 1984. The mechanical state of the lithosphere in the Altiplano-Puna segment of the Andes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 71, 305-314.
- Gregory-Wodzicki, K.M., 2000. Uplift history of the Central and Northern Andes : a review, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 112, 1091-1105.
- Houseman, G. & England, P., 1993. Crustal thickening versus lateral expulsion in the Indian-Asian continental collision, *J. Geophys. Res.*, 98, 12,233-12,249.
- James, D.E., 1971. Andean crustal and upper mantle structure, *J. Geophys. Res.*, 76, 3247-3271.
- Kennan, L., 2001. Large-scale geomorphology of the Andes : interrelationships of tectonics, magmatism and climate, in *Geomorphology and global tectonics*, ed Summerfield, A., Wiley & Sons.
- Lamb, S. & Hoke, L., 1997. Origin of the high plateau in the Central Andes, Bolivia, South America, *Tectonics*, 16, 623-649.
- Russo, R.M., & Silver, P.G., 1994. Trench-parallel flow beneath the Nazca plate from seismic anisotropy, *Science*, 263, 1105-1111.
- Turcotte, D.L. & Schubert, G., 1982. *Geodynamics : applications of continuum physics to geological problems*, John Wiley & Sons, New York, 450 pp.

- Wdowinski, S., O'Connell, R.J. & England, P., 1989. A continuum model of continental deformation above subduction zones : Application to the Andes and the Aegean, *J. Geophys. Res.*, 94, 10331-10346.

Dynamique des chaînes de montagnes

Chapitre 1

Introduction à la dynamique des chaînes de montagnes

1.1 Introduction

Une simple carte topographique de la Terre révèle les traits principaux de la tectonique des plaques (fig. 1.1.1).

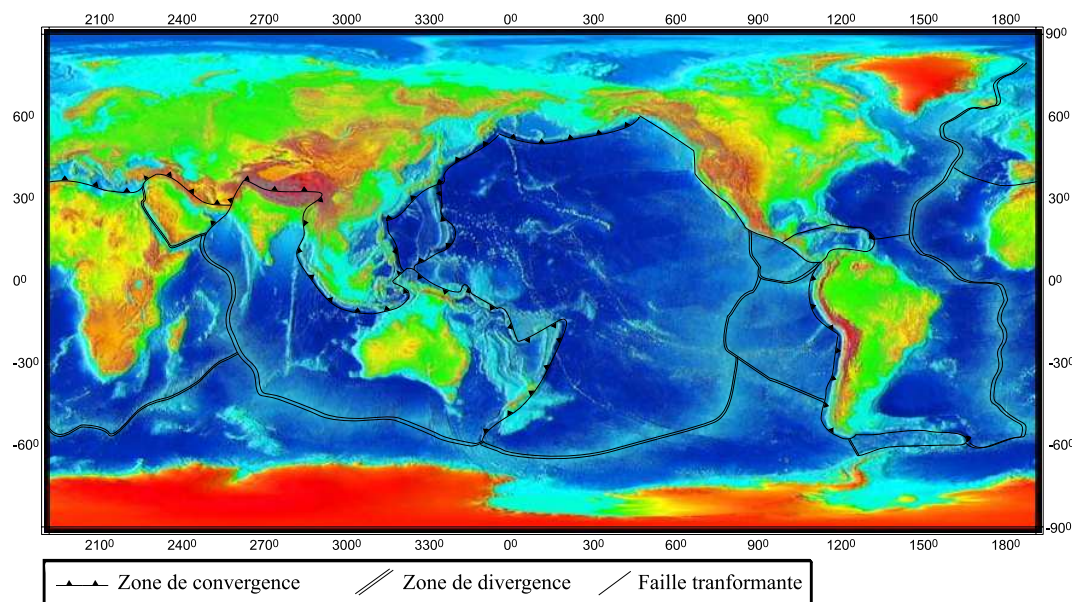


FIG. 1.1.1 – *Topographie et plaques tectoniques.*

On reconnaît aisément des zones de convergence, en domaine continental avec par exemple la chaîne alpine des Alpes Occidentales à l'Himalaya, comme en domaine océanique avec la subduction Pacifique. Dans tous les cas, cela se caractérise par des reliefs au dessus de zones de subduction. Parfois, des continents sont impliqués, dans d'autres cas, uniquement des océans. Dans tous les cas, les moteurs de la convergence sont essentiellement la traction du panneau plongeant et la poussée de la ride. On pourrait alors s'attendre à retrouver les mêmes caractéristiques morphologiques, le même état de contrainte et le même régime de déformation. Cependant, en isolant les zones de convergence, des différences fondamentales ressortent. Ainsi le régime de contraintes est fondamentalement différent d'une zone à une autre (Zoback, 1992a). La réponse topographique varie en conséquence sensiblement, puisqu'on peut trouver dans une même zone de convergence des bassins en extension comme des montagnes en compression.

1.2 Régime tectonique des zones convergentes

Si l'on s'intéresse au régime tectonique, il est bon de clarifier cette expression, qui intègre de façon souvent confuse les notions de contraintes et de déformations. La tectonique des plaques -littéralement leur construction ou leur architecture- signifie en fait leur évolution dynamique. Si l'on décrit l'histoire tectonique d'un objet géologique, les contraintes sont la cause, la déformation est la conséquence. La notion de contraintes est très abstraite et il n'existe que peu de méthodes -particulièrement en géologie- permettant de mesurer les contraintes (hydrofracturation de puits ou mesures à l'aide d'un vérin plat), et celles-ci sont particulièrement dispendieuses. La déformation possède l'avantage de caractériser des grandeurs mesurables directement, ce qui n'est pas vrai pour les contraintes. Enfin, si la déformation est le résultat d'un champ de contraintes, l'inversion du champ de déformation pour revenir aux contraintes nécessite quelques précautions, car c'est une déformation finie qui peut être observée, moyennée sur une période de temps variable, tandis que la théorie fait plutôt intervenir des tenseurs de déformations et de contraintes instantanés. En outre, la conversion quantitative des déformations en contraintes requiert une connaissance de la rhéologie.

1.2.1 Tectonique des plaques, contraintes et déformations

En inversant les observations de déformation, il est possible d'estimer le régime de contraintes. Ceci pose un problème dans les zones où la déformation est faible, et c'est donc aux frontières de plaques que le régime de contraintes sera le mieux défini. En effet, les outils principaux pour caractériser le champ de déformation sont les mécanismes au foyer des séismes et les données géologiques de déformation cassante (proches de la surface), qui permettent d'estimer le tenseur des déformations. Mais l'interprétation des données géologiques requiert une connaissance *a priori* du mode de déformation. En revanche, les mécanismes au foyer donnent des tenseurs de déformations instantanés, mais très locaux. L'extrapolation vers un tenseur des contraintes reste donc délicate. Et ce particulièrement sur une même verticale. Dans un milieu stratifié, les composantes normales des contraintes, parallèles à la stratification sont même discontinues. Dans la lithosphère, le tenseur des déformations varie avec une longueur d'onde beaucoup plus courte verticalement qu'horizontalement. Un exemple illustrera mieux le problème : dans une chaîne de montagnes, on peut observer des déformations extensives en surface. S'il s'agit d'un phénomène gravitaire superficiel, ce système de contraintes n'est pas représentatif du régime de contraintes présent dans le reste de la croûte. S'il s'agit d'un effondrement global de la chaîne, le régime tectonique de la racine crustale reste-t-il le même que dans la partie aérienne de l'orogène ? Ainsi, un tenseur des déformations peut être extrapolé plus facilement latéralement que verticalement.

La synthèse du *World Stress Map Project* (fig. 1.2.2, Zoback, 1992a ; Mueller et al., 2000) fournit des indications qualitatives locales du régime de contraintes intraplaque. Celles-ci sont inversées à partir des données sismiques (essentiellement) et géologiques disponibles, et doivent donc être manipulées avec prudence. Comme mentionné plus haut, le tenseur des contraintes ne peut naturellement pas être déduit des données de déformation là où elle est faible. C'est pourquoi l'intérieur des cratons est très mal documenté, et les rares données qui s'y trouvent sont bien souvent des effets de la déformation locale (voir par exemple les données de Zoback, 1992b ou Assumpção, 1992).

Les informations sur les tenseurs de déformations étant souvent insuffisantes pour pouvoir prédire le régime de contraintes intraplaque, des modèles globaux y remédient et permettent une approche quantitative des champs de contraintes intraplaque, en intégrant les moteurs de la déformation (une revue est présentée section 1.2.2). Un consensus semble découler de ces modèles généraux et de l'inversion des données de déformation : les continents sont essentiellement en compression (*c.f.* synthèse du *World Stress Map Pro-*

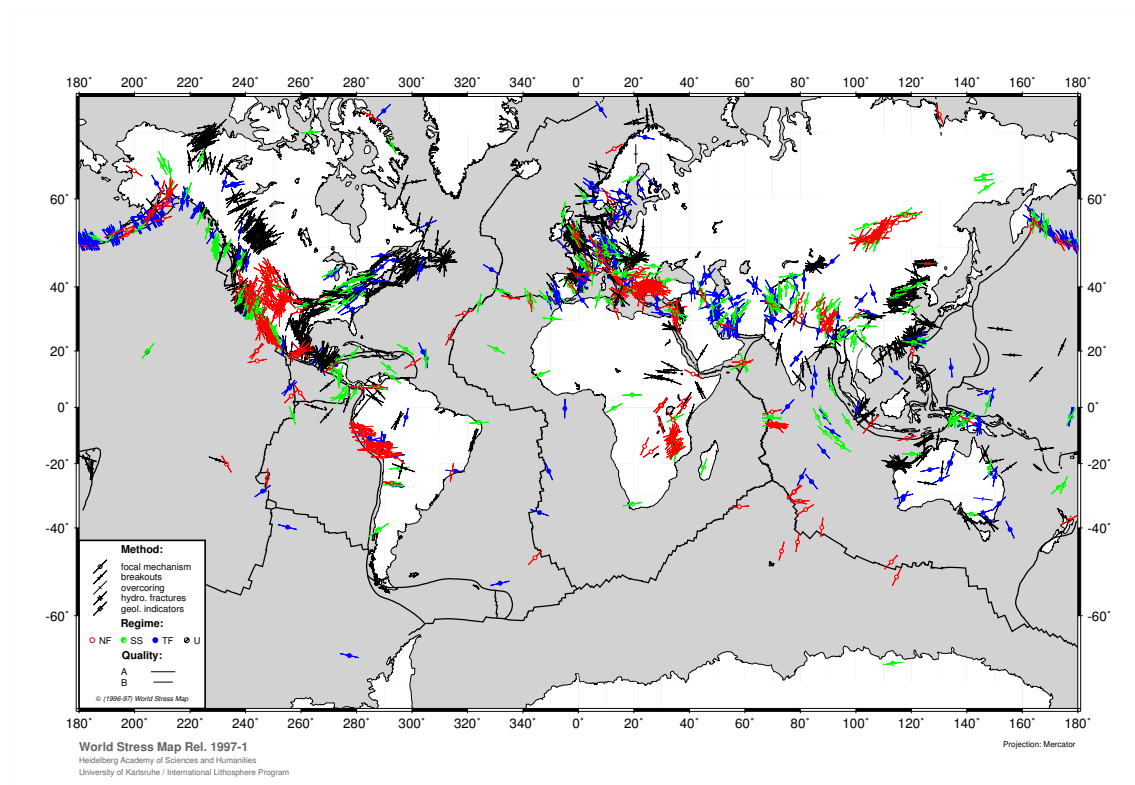


FIG. 1.2.2 – Carte globale des contraintes (d'après le *World Stress Map Project*, Mueller et al., 2000). Rouge : failles normales, vert : décrochements, bleu : failles inverses, noir : indéterminé. L'orientation donne la direction de contrainte horizontale maximale.

ject, Zoback, 1992a), hormis sur les zones de rifts. En domaine océanique, les données de déformation sont beaucoup plus dispersées et permettent difficilement de conclure sur le régime tectonique, bien que certains auteurs prédisent un régime très compressif (e.g. Govers et al., 1992). Le problème principal rencontré par les modélisations est qu'elles prédisent des variations à grande longueur d'onde du régime de contraintes, tandis que les observations varient plus rapidement. Par exemple, le continent nord-américain change plusieurs fois de régime tectonique d'est en ouest (fig. 1.2.2), depuis les Appalaches compressives au Basin and Range extensif, en passant par le plateau du Colorado, plutôt compressif et la région du Rio Grande, extensive.

Dans la section suivante, nous nous attacherons à préciser quels phénomènes peuvent être responsables du champ de contraintes, de la tectonique des plaques, et du champ de déformation observé. Examinons les mécanismes globaux de la géodynamique de manière à limiter le champ d'investigation et à mieux cerner le régime de contraintes intraplaque.

1.2.2 Les moteurs de la tectonique des plaques

La tectonique des plaques résulte des interactions entre le manteau et la lithosphère. Les plaques ont parfois été considérées comme des radeaux interagissant, dérivant sur un manteau peu visqueux, ce manteau pouvant lui même et de façon indépendante, être animé par une convection de type Rayleigh-Bénard. Cette vision simpliste a été remplacée par un modèle où les plaques constituent une couche limite thermique intégrée dans le processus de convection (e.g. Turcotte et Oxburgh, 1967 ; Davies et Richards, 1992 ; Lémery et al., 2000). Les plaques rigides sont mobiles au dessus de l'asthénosphère et en sont détachées. C'est dans cette optique que nous décrirons les processus dynamiques dans les paragraphes suivants ; cependant, le découplage de la lithosphère d'avec l'asthénosphère sus-jacente est parfois discutée. Par exemple, VanDecar et al. (1995) estiment, par la présence éventuelle d'un panache fossile sous le Paraná potentiellement lié au magmatisme de Tristan da Cunha, que le couplage de la plaque sud-américaine avec le manteau sus-jacent a pu être préservé au cours du temps. Toutefois, si la présence d'une anomalie de vitesse sismique est très probable, les implications sur la dynamique restent discutables puisque les arguments même permettant d'établir une relation génétique avec le magmatisme du point chaud de Tristan da Cunha restent maigres, et que les implications géodynamiques sont extrêmement difficiles à justifier dans les limites de la convection terrestre telle qu'elle est comprise jusqu'à présent. La subduction est le moyen le plus efficace pour refroidir le manteau, et les dorsales (ou plutôt le plancher océanique) évacuent efficacement la chaleur. Si l'on cherche à isoler schématiquement les forces agissant sur la lithosphère, la tectonique des plaques semble animée principalement par la traction du panneau plongeant et la poussée de la dorsale, et le déplacement des plaques s'oppose au frottement sur le manteau.

La tectonique des plaques est pilotée par les variations latérales de densité. Celles-ci peuvent être dues à des variations lithologiques, comme les variations d'épaisseur crustale, ou thermiques, comme dans le cas de la subduction. Forsyth et Uyeda (1975) puis Chapple et Tullis (1977) ont très tôt répertorié les acteurs principaux de la tectonique des plaques (fig. 1.2.3). Nous parlerons de forces par commodité mais sur une Terre sphérique, il serait plus rigoureux de parler de moment des forces. Les forces à considérer peuvent être motrices (poussée de la dorsale, traction du panneau plongeant *etc*), ou résistantes (résistance au déplacement horizontal, à l'enfoncement du panneau plongeant *etc*).

Plusieurs approches permettent de déterminer les forces responsables de la tectonique des plaques. Les observations du régime tectonique (e.g. Zoback, 1992) peuvent contraindre les modèles. Une autre approche consiste à estimer les moments totaux de

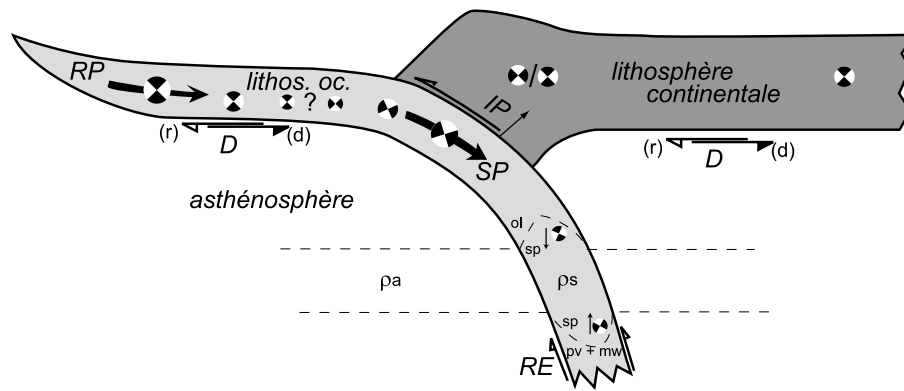


FIG. 1.2.3 – Schéma des forces principales agissant sur une zone de subduction. *RP* : poussée depuis la ride. *SP* : traction du panneau plongeant, *ol* (olivine), *sp* (spinelle) et *pv + mw* (perovskite+magnétowüsité) sont les phases (et les densités) du panneau plongeant. *D* : la friction à la base de la lithosphère. Elle peut être motrice (*d*) ou résistante (*r*), *RE* : résistance de l'asthénosphère à la pénétration du panneau plongeant. *IP* est la friction interplaque, c'est-à-dire la force transmise à la plaque chevauchante (d'après Forsyth et Uyeda, 1975, Chapple et Tullis, 1977). Les "ballons de plage" indiquent le régime tectonique présumé selon la convention habituelle.

forces. Si une plaque est à l'équilibre, c'est-à-dire que son accélération est nulle (nous verrons ci-après que c'est toujours le cas), la somme des moments des forces doit être nulle. Mais plusieurs combinaisons de forces peuvent produire le même résultat et prédire un mouvement des plaques ressemblant à celui décrit dans le référentiel des points chauds. Le problème est contourné en comparant les régimes de contraintes induits et observés. Là encore, le problème reste litigieux puisque Richardson (1992) prédit une tectonique essentiellement pilotée par la poussée de la ride, tandis que Stephanick et Jurdy (1992) suggèrent une prépondérance de la traction du panneau plongeant et de la résistance entre la lithosphère et l'asthénosphère. Enfin, il est envisageable de quantifier directement les intensités des différents acteurs de la tectonique.

La poussée de la dorsale (*ridge push*)

La poussée depuis la dorsale a malencontreusement conservé un nom inadéquat (*ridge push RP*, fig. 1.2.3) pour la désigner. Il ne s'agit pas d'une force de poussée s'exerçant en limite de plaque, au niveau de la ride. C'est une force de volume qui agit sur l'ensemble de la plaque océanique, correspondant à la diminution de l'altitude avec la distance à la ride. En se refroidissant, depuis leur formation au niveau des dorsales, les plaques deviennent plus denses, et par conséquent s'enfoncent par isostasie. Les variations latérales de densité

qui en découlent induisent un gradient de pression entre le sommet de la ride et le bassin.

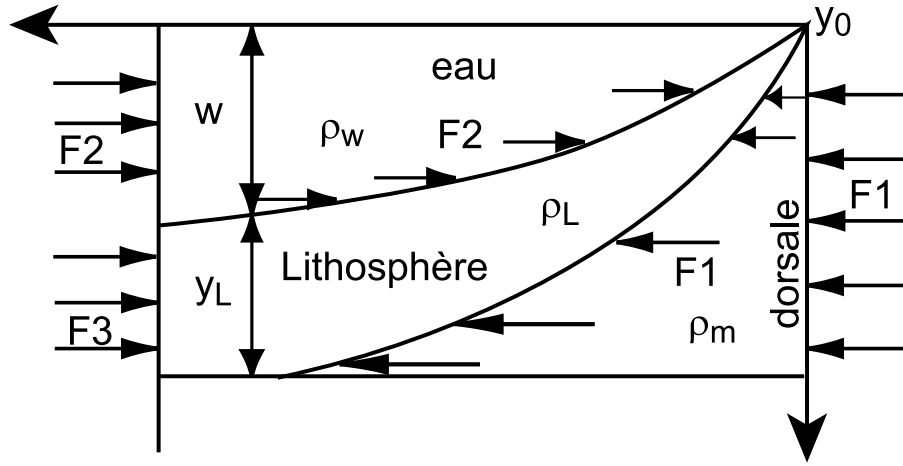


FIG. 1.2.4 – “Ridge push”, équilibre des forces sur la lithosphère océanique (d’après Turcotte et Schubert, 1982). La dorsale, plus chaude et plus élevée, induit une différence latérale de pression qui exerce une force dirigée vers le bassin. $F1$ est la force exercée par l’asthénosphère sur la lithosphère, $F2$ la force exercée par l’eau sur la lithosphère, et $F3$ la force horizontale due à la pression lithostatique.

L’équilibre des forces (fig. 1.2.4) s’écrit :

$$F_{RP} = F1 - F2 - F3, \quad (1.2.1)$$

où F_{RP} est la force due à la poussée de la ride, $F1$ est la force exercée par l’asthénosphère sur la lithosphère, $F2$ la force exercée par l’eau sur la lithosphère, et $F3$ la force horizontale due à la pression lithostatique. En supposant l’équilibre, en intégrant la pression lithostatique sur la verticale, ces trois forces sont telles que $F1 = \int_0^{w+y_L} \rho_m g y dy$, où ρ_m est la densité du manteau asthénosphérique, $F2 = \int_0^w \rho_w g y dy$, où ρ_w est la densité de l’eau de mer, et $F3 = \rho_w g w + \int_w^{w+y_L} \rho_L g y dy$, où ρ_L est la densité de la lithosphère. La relation entre la température moyenne de la lithosphère et la topographie est connue si la lithosphère est en équilibre isostatique, de même que la relation qui relie la température à l’âge, et qui fait intervenir la fonction erreur, erf . Quelques calculs simples montrent qu’il est possible d’évaluer la poussée de la dorsale F_{RP} soit :

$$F_{RP} = g \rho_m \alpha (T_m - T_0) \left(1 + \frac{2}{\pi} \frac{\rho_m \alpha (T_m - T_0)}{(\rho_m - \rho_w)} \right) \kappa t, \quad (1.2.2)$$

où α est le coefficient de dilatation thermique, κ la diffusivité, T_m la température du man-

teau, T_0 la température en surface, et t l'âge de la lithosphère étudiée. Le seul paramètre variant significativement est l'âge de la lithosphère. Celui-ci est un contrôle prépondérant pour la poussée de la dorsale, et l'intensité de celui-ci varie donc d'un bassin océanique à un autre. Turcotte et Schubert (1982), pour une lithosphère océanique de 100 Ma, et Fowler (1990) l'estiment à $2\text{--}4 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$. On remarque que R_P n'est pas localisée à la dorsale, ni près de la dorsale, et est parfaitement répartie sur toute la plaque océanique.

La traction du panneau plongeant (*slab pull*)

Lorsque le panneau plongeant pénètre dans l'asthénosphère, il est en déséquilibre thermique. Il est plus froid que l'asthénosphère avoisinante, et ce déficit thermique se traduit par un excès de densité (*cf.* fig. 1.2.3). Cette variation latérale de densité produit de la même manière que précédemment des forces de volumes qui tendent à entraîner le panneau en subduction, et à tirer la plaque en surface (*slab pull SP*, fig. 1.2.3).

La force due à ce déficit thermique F_{SP} s'écrit :

$$F_{SP} = \int_V \rho_0 g \alpha \Delta T dv, \quad (1.2.3)$$

où ρ_0 est la densité de l'asthénosphère, α le coefficient de dilatation thermique et ΔT la différence de température entre l'asthénosphère et un élément du panneau. Turcotte et Schubert (1982) évaluent la traction du panneau plongeant de 10^{13} N m^{-1} à $3,3 \cdot 10^{13} \text{ N m}^{-1}$, soit près de 10 fois plus que la poussée de la dorsale.

Cette première approximation ne prend pas en compte les changements de densité associés aux changements de phases, essentiellement vers 400 km (olivine-spinelle) et à 670 km (spinelle-perovskite+magnétowüstite). Le premier changement de phase produit un excès de densité tandis que le second, au contraire, génère un déficit de densité (e.g. Bina, 1996, Matas, 1999). Ces changements de phase affectent donc les effets purement thermiques de la subduction sur les forces en présence, en augmentant (olivine-spinelle) ou en diminuant respectivement la flottabilité du panneau plongeant. Turcotte et Schubert (1982) estiment que la poussée due à la transition de phase olivine-spinelle à 400 km est de $1,6 \cdot 10^{13} \text{ N m}^{-1}$; cependant, la transition spinelle-perovskite+magnétowüstite à 670 km induit une force du même ordre de grandeur dans le sens opposé. C'est la somme de ces composantes (minéralogiques et thermiques) qui donne la traction efficace du panneau plongeant en surface.

L'entraînement par le manteau en convection

Une troisième force motrice est parfois mentionnée pour expliquer la tectonique des plaques : l'entraînement par le manteau en convection (*D*, fig. 1.2.3). Il est difficile d'exclure catégoriquement une participation motrice des hétérogénéités internes du manteau sur le mouvement des plaques. Des courants de convection variables sous les plaques pourraient induire un cisaillement à la base de la lithosphère capable d'entraîner localement la lithosphère sus-jacente de manière significative. Par exemple à une échelle relativement locale, un retour de la convection sous la forme de *corner flow* est parfois proposé pour expliquer la déformation en bord de plaque (e.g. Wdowinski et al., 1989). Néanmoins, un argument assez fort, qui suggère que le manteau n'est pas un moteur de la tectonique, est donné par l'anisotropie sismique. Des travaux récents suggèrent un flux local du manteau asthénosphérique depuis des zones de surpression vers des zones de moindre pression, avec une faible corrélation avec le déplacement des plaques (e.g. Tommasi et al., 1996 ; Barruol et Hoffman, 1999). Ceci suggère que la lithosphère et l'asthénosphère peuvent être découplées puisque leurs déplacements sont décorrélés. En revanche, l'anisotropie du manteau est souvent parallèle aux structures d'échelle lithosphérique, ce qui laisse certains auteurs présumer d'un contrôle du flux mantellique sur la déformation (e.g. Russo et Silver, 1994 ; Barruol et al., 1997). Enfin, la somme des forces appliquées sur les plaques doit être nulle. La poussée de la dorsale et la traction du panneau plongeant fournissent des forces motrices importantes. Seule la friction entre plaques et aux interfaces lithosphère/asthénosphère s'y opposent. En moyenne, la force résistante due à la friction à la base de la lithosphère est donc nécessairement égale aux forces motrices. En bilan, il apparaît donc raisonnable d'écarter de manière générale les effets moteurs du couplage entre la lithosphère et l'asthénosphère.

Forces résistantes

Ont été jusqu'à présent considérées uniquement les forces motrices liées aux hétérogénéités de densité. Cependant d'autres forces, résistantes cette fois-ci, s'appliquent aux limites des plaques. Lorsqu'une plaque est en mouvement, elle doit se déplacer par rapport au matériau environnant : l'asthénosphère visqueuse dans laquelle le panneau plongeant pénètre, qui lui impose une résistance en retour (*RE*, fig. 1.2.3), et la plaque chevauchante, qui frotte contre la plaque en subduction (*IP* fig. 1.2.3). L'écoulement est très lent en raison de la forte viscosité (d'où les approximations usuelles en géophysique de $Re \sim 0$ et

$Pr \sim \infty$), donc d'une part l'énergie cinétique des plaques est très faible (par exemple celle de la plaque indo-australienne se mouvant à 10 cm/an est comparable à celle d'une voiture roulant à 20 km/h), d'autre part l'accélération est négligeable. Ce dernier constat implique que l'équilibre des forces doit être nul. Les forces résistantes équilibrent donc les forces motrices.

On a écarté précédemment les effets moteurs du couplage entre l'asthénosphère et la lithosphère. Mais le cisaillement d'origine visqueuse τ_{RE} , résistant cette fois-ci, s'applique sur l'ensemble de la plaque en déplacement. Il dépend de la viscosité de l'asthénosphère, de la vitesse relative de la plaque par rapport à son environnement, et de la surface de la plaque. Une partie s'établit sur la partie plongeante, et diminue les effets de la traction du panneau plongeant, peut-être significativement si la viscosité augmente avec la profondeur (Ricard et al., 1984), tandis qu'une autre partie est la résistance au déplacement horizontal. Dans le premier cas, cette résistance dépend de la vitesse de la convection là où le panneau plongeant pénètre ; dans le second cas, elle dépend du flux mantellique sous-jacent, puisque des courants de circulation asthénosphérique sont décrits (e.g. Doglioni et al., 1991, Vinnik et al., 1992). Le couplage entre l'asthénosphère et la lithosphère étant inconnu, il est difficile d'évaluer cette force F_{RE} qui peut s'écrire :

$$F_{RE} = \int_S \tau_{RE} dS, \quad (1.2.4)$$

où τ est le cisaillement sur une surface élémentaire de la plaque. Enfin, la friction avec la plaque chevauchante (IP , fig. 1.2.3) diminue encore la traction du panneau plongeant. De la même manière que précédemment, cette force passive s'écrit $F_{IP} = \int_S \tau_{IP} dS$. Fowler (1990) l'évalue à 10^{12} N m^{-1} . Dans le chapitre 2, la friction interplaque est déduite pour les Andes à partir de la topographie, où elle est de l'ordre de 50 à 75 MPa. En intégrant les contraintes cisailantes sur la longueur de friction, on estime la force totale de friction, très constante pour les segments matures des Andes, de l'ordre de $6,5 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$, et de $2 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$ pour le sud du Chili.

La friction au niveau des failles transformantes peut également constituer une force significative. Richards et Lithgow-Bertelloni (1996) expliquent le réarrangement global de la tectonique Pacifique il y a 43 Ma (dont l'illustration la plus caractéristique est la courbure de la chaîne Hawaï-Empereur) par la modification des frontières transformantes autour de la plaque Pacifique. Sur ces frontières s'appliquent de faibles contraintes cisailantes

mais de fortes contraintes normales, et celles-ci guideraient le déplacement des plaques (Richards et Engebretson, 1994).

La résistance à la flexion du panneau plongeant peut constituer une résistance significative. Becker et al. (1999) ou Conrad et Hager (1999) estiment qu'elle peut contrebalancer la traction du panneau plongeant jusqu'à 60%. Notons que cette estimation dépend de la rhéologie. Si celle-ci est visqueuse, une part significative de la traction est retenue par la résistance à la flexion du slab. Si la subduction est rapide, une contribution élastique est à prendre en considération, et la résistance à la flexion est moindre, puisque dès lors que la plaque est courbée, le bilan énergétique est nul, l'énergie élastique nécessaire à courber la partie de la plaque qui entre en subduction étant compensée par l'énergie élastique libérée lors de son dépliage en profondeur. Watts et al. (1995) privilégient -probablement abusivement, mais nous n'entreront pas ici dans le détail- une rhéologie entièrement élastique pour quantifier les processus agissant sur les zones de convergence.

S'il est difficile de quantifier les forces de friction, on notera néanmoins que la force résistante sur les limites de plaques doit être du même ordre de grandeur que les forces motrices, elle constitue le principal au déplacement des plaques et que l'accélération des plaques est nulle.

Bilan des forces agissant sur les plaques

Si toutes ces forces ne sont pas aisées à quantifier, il est possible d'en écarter certaines. On retiendra comme force motrice la traction du panneau plongeant et la poussée de la ride comme forces actives au premier ordre, ainsi que la résistance de l'asthénosphère au déplacement de la lithosphère comme force passive. En revanche, le couplage moteur de la lithosphère avec l'asthénosphère en mouvement semble n'avoir qu'un effet mineur.

La poussée de la ride met la plaque en compression. Son intensité dépend de l'âge de la plaque (*cf.* relation 1.2.2). Si celle-ci est récente, elle est peu efficace, et inversement. La traction du panneau plongeant comme force dominante devrait mettre l'ensemble de la plaque en extension. Cependant, cette force est due au volume du panneau (et donc à sa longueur). Lors des changements de phase, ce régime de contraintes peut s'amplifier (excès de densité due à la pente de Clapeyron $-\partial P/\partial T$ de la transition olivine-spinelle) ou diminuer (déficit de densité à la transition spinelle-perovskite+magnétowüstite) localement. Le cisaillement résistant à la limite avec l'asthénosphère, lui, agit sur le panneau plongeant comme sur la partie océanique.

Entre la dorsale et la fosse de subduction, il existe donc un point où le régime tectonique

s'inverse, d'une dominante compressive liée à la poussée de la ride, vers une dominante extensive due à la traction du panneau plongeant. La localisation de ce point dépend de la longueur du panneau plongeant et de l'âge du plancher océanique (fig. 1.2.3). Enfin, le type de marge qui entoure une plaque contrôle son régime tectonique. Ainsi la plaque sud-américaine subducte très peu (uniquement au nord et au sud, où sont les subductions Caraïbe et Scotia) tandis que sa marge orientale est la dorsale médio-atlantique.

Les continents subissent pareillement les forces de traction des panneaux plongeants et de poussée des rides en leurs marges passives, mais l'introduction d'une croûte continentale modifie le bilan des forces. Les forces de flottabilité associées (par exemple au niveau d'une chaîne de montagnes) induisent des contraintes extensives -ou plus exactement de moins en moins compressives- à mesure que l'épaisseur crustale augmente. Cette source de contraintes permet d'expliquer partiellement l'extension observée dans les hauts plateaux (Tibet, Altiplano, Rocheuses). La physique est très proche de celle de la poussée de la ride (relation 1.2.2). Un intérêt particulier est accordé à ces contraintes dans le chapitre 2. De nombreux travaux (e.g. Ricard et al., 1984 ; Froidevaux et Isacks, 1984) caractérisent la relation entre le moment et l'état de contrainte. On peut montrer (chapitre 2) que les contraintes verticales moyennées sur la lithosphère $\overline{\sigma_{zz}}$ égalent :

$$\overline{\sigma_{zz}} = \frac{gM}{L}, \quad (1.2.5)$$

où M est le moment, g l'accélération de la pesanteur, et L l'épaisseur de la lithosphère. Le moment s'écrit $M = \int_L \Delta\rho(z)z dz$ et varie donc en z^2 pour une croûte homogène, $\Delta\rho(z)$ étant la variation de densité entre la croûte et le manteau.

Les variations d'altitude du géoïde N sont données par $N = \frac{2\pi GM}{g}$ (Turcotte et Schubert, 1982), où G est la constante de gravitation universelle. Le rapport des variations des contraintes verticales sur les variations du géoïde est donc une constante telle que :

$$\frac{\overline{\sigma_{zz}}}{N} = \frac{g^2}{2\pi GL}. \quad (1.2.6)$$

Chambat et Valette (comm. pers.) inversent le problème et calculent les variations du déviateur des contraintes, qui sont dues aux effets cumulés des variations d'épaisseur crustale et des variations diffuses de densité, à partir du champ de gravité. On retrouve dans leur modèle la relation (1.2.6) qui relie l'altitude et le régime tectonique (plus la topographie est élevée, moins les contraintes prédites sont compressives). Leur modèle met en exergue

l'importance des effets stabilisateurs de la croûte (par stabilisateur on entend caractériser la tendance du moment crustal à résister à la formation de reliefs, par opposition au moment lithosphérique).

Les continents sont relativement stables dans le temps. Or, nous venons de mentionner la propension de la croûte à s'effondrer sous son propre poids. Une approche classique -depuis Argand, 1922- de la mécanique en domaine orogénique décrit un équilibre des forces entre les forces tectoniques (induites par la friction interplaque en général), et les forces induites par les variations d'épaisseur crustale. Les marges passives sont alors systématiquement en extension puisqu'elles ne sont en apparence soumises qu'aux effets de la croûte et que l'épaisseur crustale diminue brutalement au passage du talus continental. C'est donc qu'une contrainte déviatorique supplémentaire équilibre la variation latérale de densité au niveau de la marge (*cf.* chapitre 2). Cette source supplémentaire est due à la lithosphère. Le manteau est plus froid sous les continents, la lithosphère est donc plus épaisse. Celle-ci est donc plus dense que l'asthénosphère, ce qui induit une flottabilité négative. Cette dernière contrebalance les effets de la croûte (e.g. Bai et al., 1992). Cette contrainte maintient donc l'équilibre des marges et permet à une épaisseur crustale de l'ordre de 30-35 km d'être préservée (fig. 1.2.5).

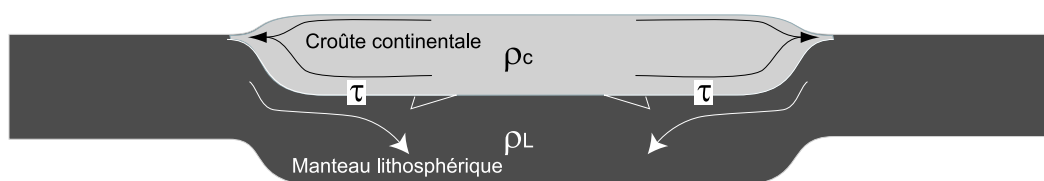


FIG. 1.2.5 – *Bilan des flottabilités crustales et lithosphériques à l'échelle du continent. La racine lithosphérique épaissie des continents a une flottabilité négative qui maintient la croûte continentale, dont la flottabilité est positive, et qui tend à s'effondrer.*

Lorsque la fosse de subduction recule, la marge passe en extension ; le saut dans les contraintes déviatoriques de part et d'autre de la marge n'est plus supporté. Cette baisse des contraintes au niveau de la marge contrôle parfois le régime tectonique local à l'aplomb d'une zone de subduction. Encore une fois, la force responsable de ces contraintes ne peut pas être mesurée directement. Mais les observations cinématiques nous informent en retour, et on peut estimer que la contrainte déviatorique normale s'écrit approximativement $T = 4\eta \frac{1}{\Delta t}$ (*cf.* section 3.2.1), soit -10/-15 MPa dans le cas de la mer Egée, (1.10^{12} à $1,5.10^{12}$ N m⁻¹) ; η est la viscosité de la lithosphère, et Δt le temps caractéristique de l'ouverture du bassin. Pour empêcher l'effondrement d'une croûte épaisse de 35 km (soit environ 22 km

de plus que la croûte océanique), une contrainte normale de l'ordre de 20 MPa (*cf.* section 2.2.2) doit être appliquée à la marge continentale. Dans le cas de la mer Egée, la contrainte normale réelle n'est donc plus que de l'ordre 5 MPa lors de l'extension.¹

La contrainte normale qui maintient la croûte en équilibre est probablement induite par la flottabilité négative du manteau lithosphérique. Les effets du manteau lithosphérique sur la dynamique de la lithosphère sont détaillés dans la section 3.4.3.

Etat de contrainte au niveau des zones de subduction

Au niveau des zones de subduction, les observations de déformation sont plus nombreuses, mais sont également plus disparates. On pourrait s'attendre à une signature tectonique caractéristique selon qu'il s'agisse d'une subduction type "Mariannes" (océan-océan) ou type "Chili" (océan-continent) ou encore d'une subduction continentale. Mais les déformations ne sont pas corrélées au type de subduction. Tous les types de régime tectonique sont décrits pour tous les types de marges. En étendant aux subductions continentales, on citera le Moyen Himalaya, compressif, qui jouxte la Haute Chaîne himalayenne et le plateau tibétain (fig. 1.2.6a), décrochants à extensifs (Armijo et al., 1986). Les convergences océan/continent montrent une déformation qui peut être compressive comme dans les Andes (en général, fig. 1.2.6b), décrochante comme en Californie et extensive comme dans le Basin and Range (fig. 1.2.2). La convergence océan-continent peut également se caractériser par de l'extension très significative dans la plaque supérieure. Ce sont les bassins arrière-arc, comme la mer Egée. Enfin, en domaine purement océanique, la déformation est extensive, comme dans les Tongas (fig. 1.2.6c) ou les Aléoutiennes. La figure 1.2.6d met en évidence un problème liés à l'interprétation des tenseurs de déformation sur une verticale, puisque les déformations compressives (en bleu) semblent dominer. Cette signature est celle des séismes au contact entre les deux plaques, et ce sont les déformations décrochantes et extensives (en vert et rouge) qui caractérisent le régime tectonique de la plaque supérieure.

Enfin, si des variations latérales du régime de contraintes sur les marges des plaques sont enregistrées, la géologie documente également des variations tangibles au cours du temps. Les changements de régime tectonique sont abondamment décrits : l'Asie du sud-est, qui a eu une histoire complexe et implique de nombreuses subductions en est certaine-

¹A l'inverse, lorsqu'une collision est initiée, une contrainte déviatorique positive supplémentaire peut s'appliquer au niveau de la fosse. Cette force trouve son origine dans la composante horizontale des autres forces (poussée de la dorsale et traction du panneau plongeant) dont elle diminue les effets.

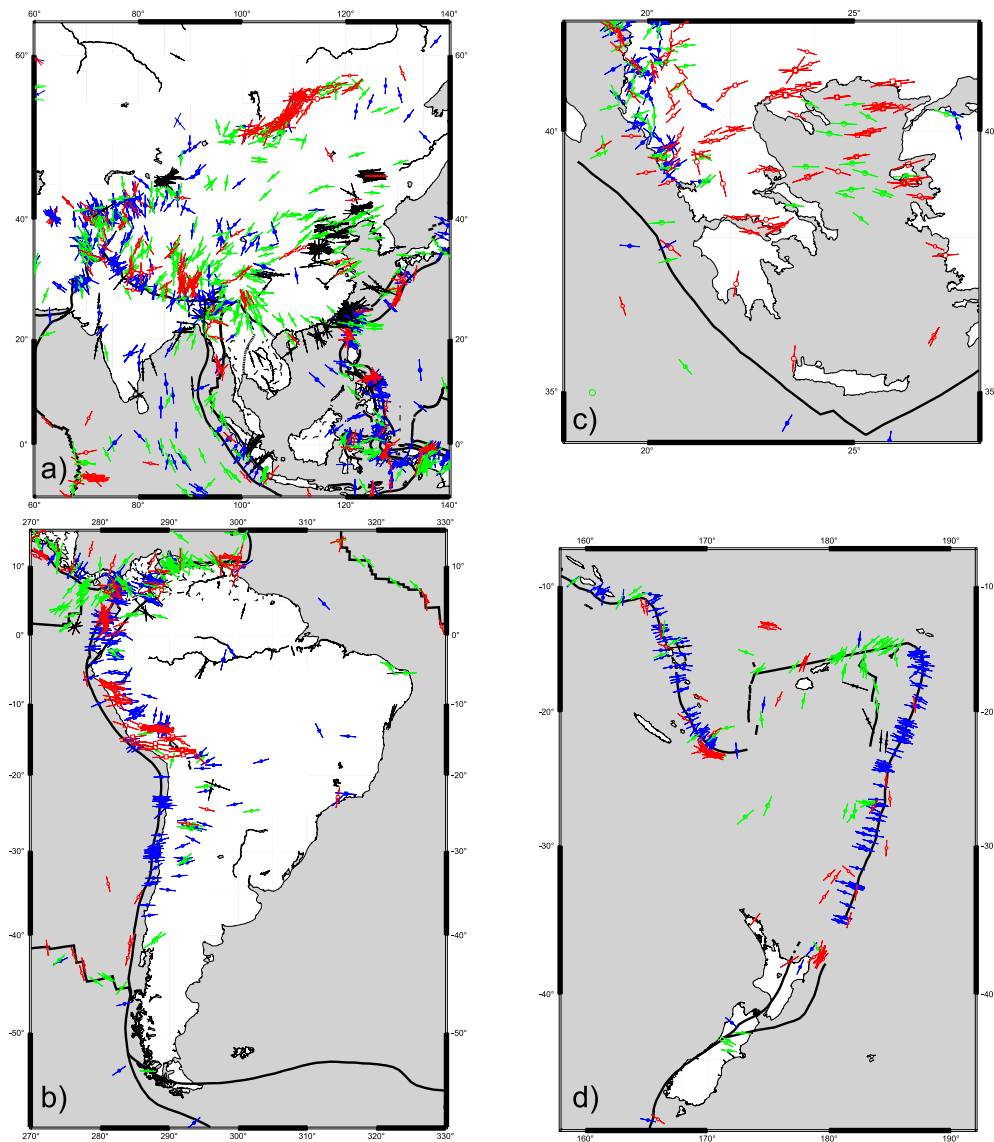


FIG. 1.2.6 – Régime de contraintes sur différentes zones de convergence. a) continent/continent : SE Asie ; b) océan/continent : Amérique du Sud ; c) océan/continent : mer Egée ; d) océan/océan : Tonga-Kermadec (d'après les données de Mueller et al., 2000). Rouge : failles normales, vert : décrochements, bleu : failles inverses, noir : indéterminé. L'orientation donne la direction de la contrainte horizontale maximale.

ment une bonne illustration. La cordillère nord-américaine est passée du stade compressif de l'orogénèse Laramide à l'extension du Basin and Range (Atwater, 1970). La cordillère andine s'est essentiellement développée sur les 25-30 derniers Ma (e.g. Kennan, 2001). Mais elle a enregistré les périodes d'extension du Mésozoïque et du début du Cénozoïque (e.g. Macellari, 1988 ; Lamb et al., 1997 ; Sempere et al., 1999). La Cordillère Orientale s'est développée à l'emplacement d'un ancien arrière-arc.

Le régime tectonique à l'aplomb des zones de subduction varie dans l'espace et dans le temps, et est en apparence indépendant du type de subduction. Le fait qu'une subduction puisse passer d'un système à un autre reflète la similarité des processus tectoniques majeurs intervenant au niveau des zones de subduction. Nous nous attacherons à comprendre comment des mécanismes très similaires autorisent des variations tectoniques et morphologiques spectaculaires.

1.3 Modéliser une zone de subduction : approximation aux plaques minces visqueuses

Modéliser le fonctionnement d'une zone de subduction dans son intégralité paraît inconcevable. Pour plusieurs raisons, à commencer par le manque de données pouvant contraindre les modèles sur ces régions. En effet, les observations sont presque restreintes à la surface, à l'actuel. Ainsi, il n'existe pas d'exemple significatif d'initiation de la subduction. Un très grande incertitude réside également sur les paramètres rhéologiques.

Il est donc nécessaire de choisir un champ d'investigation. Nous nous proposons ici d'essayer de prédire le champ de contraintes et la topographie à l'aplomb des zones de subduction. Les forces motrices qui s'appliquent sur la lithosphère de la plaque supérieure sont restreintes à la friction interplaque. Les connaissances sur la rhéologie ne permettent aucunement de quantifier celle-ci directement, mais son ordre de grandeur peut être estimé à l'aide des autres forces responsables de la dynamique globale d'une part, mais aussi à l'aide des contraintes et de la cinématique qu'elle induit dans la plaque supérieure. Les forces résistantes sont la friction à la base de la lithosphère, la résistance en limite de plaque, qui impose une vitesse nulle à son extrémité (fig. 1.3.7), et les variations de l'épaisseur crustale. L'influence de ces dernières s'écrit sous la forme d'un moment, fonction du carré de l'épaisseur (*cf.* ci-après). Dans les modèles suivants, la topographie est donnée comme le produit de l'histoire tectonique de la chaîne. En conséquence, les variations d'épaisseur

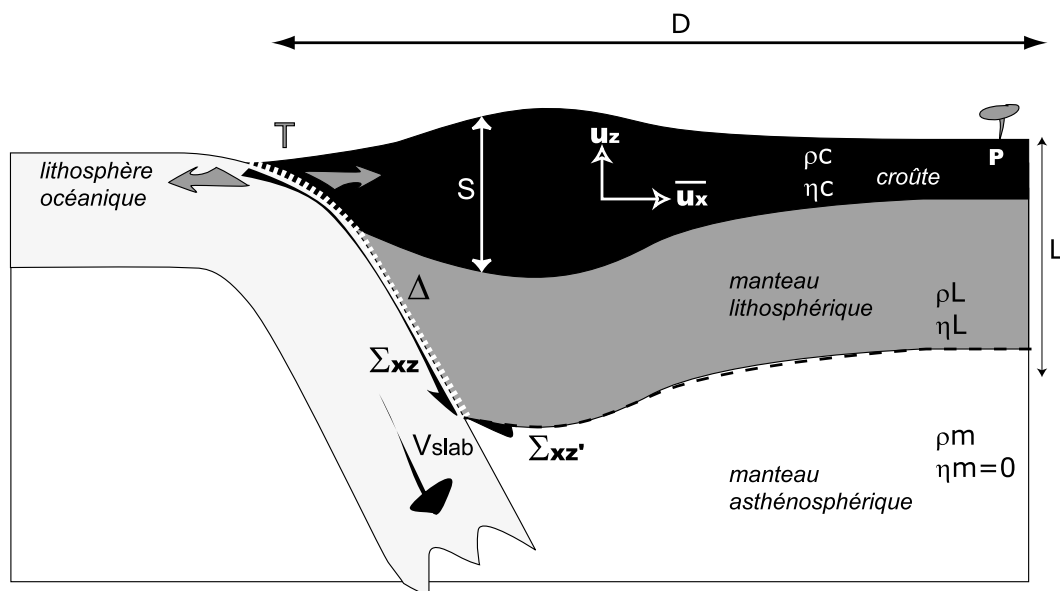


FIG. 1.3.7 – *Modèle conceptuel.* S est l'épaisseur crustale, D la longueur d'onde caractéristique de la déformation, u_i est la vitesse, Σ_{xy} est la friction basale, motrice ou résistante, Δ est la longueur de friction, η_* et ρ_* sont les viscosités et les densités. P désigne un point fixé, en limite de plaque. Dans la section 2, $\rho_L = \rho_m$; $\eta_m = 0$.

crustale nous renseignent sur les contraintes qui ont été appliquées sur la croûte.

Approximation à une plaque mince visqueuse

Plaçons-nous dans l'approximation aux plaques minces (e.g. England et McKenzie, 1982 ; Houseman et England, 1993). Celle-ci suppose que les variations avec la profondeur des composantes horizontales de la vitesse sont négligeables. Ceci permet d'une part de considérer un régime tectonique moyen sur la lithosphère, mais également de réduire la formulation mathématique d'une dimension (dans le chapitre 2, le problème est ainsi restreint à une seule dimension). L'approximation aux plaques minces est valide pour des faibles variations latérales du gradient du moment crustal (ici le carré de l'épaisseur crustale), ce qui est vérifié puisque la décroissance latérale caractéristique de l'épaisseur crustale est au maximum de 40 kilomètres sur plusieurs centaines de kilomètres. L'approximation est entièrement valable lorsque la plaque est entre deux surfaces libres. Dans le cas présent, des contraintes cisailantes sont imprimées à la base de la lithosphère. L'asthénosphère n'est donc pas un fluide parfait. Ces cisaillements se transmettent dans la lithosphère et l'approximation n'est plus entièrement valide. Wdowinski et al. (1989) calculent pour ce même problème un écart négligeable entre les vitesses moyennes dans l'approximation aux

plaques minces et sans l'approximation. Cet écart est fonction de la longueur d'onde de la friction basale et de l'épaisseur de la lithosphère. Il apparaît clairement en revanche que ces conditions ne permettent pas de prédire des phénomènes à courte longueur d'onde.

Rhéologie

Le choix de la rhéologie est également un point fondamental pour modéliser la déformation. En effet, c'est elle qui permet de localiser la déformation. On considère généralement que la lithosphère a un comportement visqueux sur de grandes échelles de temps, alors qu'elle aura un comportement élastique à plus court terme (par exemple, on travaillera sur le rebond post-glaciaire de la lithosphère en lui attribuant une rhéologie élastique). Si de telles rhéologies parviennent à reproduire relativement fidèlement les observations, elles ne sont pas non plus entièrement satisfaisantes puisque le comportement visqueux est théoriquement valable pour des échelles de temps infinies, et à l'inverse, une rhéologie elasto-plastique (e.g. Chemenda et al., 2000) n'intègre pas les temps caractéristiques de la déformation à l'échelle de l'orogénèse.

Afin d'être plus réalistes, certains auteurs raffinent l'approche en utilisant des rhéologies plus complexes, visco-plastiques (e.g. Avouac et Burov, 1996) ou visco-élastiques (e.g. Medwedeff et Podladchikov, 1999). Un avantage certain de telles rhéologies est qu'elles permettent de localiser plus facilement la déformation, ou encore de tenir compte de la composante flexurale observées dans les avant-pays (e.g. Watts et al., 1995). Néanmoins, l'état actuel des connaissances ne permet pas de déterminer les rhéologies les plus réalistes, et les rhéologies plus simples sont dans la barre d'erreur des situations plus sophistiquées. En outre, des résultats similaires peuvent être obtenus avec des rhéologies différentes, tandis que les conditions aux limites sont des clefs plus déterminantes. Nous nous placerons donc dans un premier temps dans le cadre d'une rhéologie newtonienne (*cf.* discussion section 3.3.1).

Nous utiliserons alors les approximations classiques de la mécanique des fluides appliquée à la Terre : d'une part l'approximation de Boussinesq, qui stipule que les variations de la densité dans le temps sont négligeables, est appliquée ; d'autre part le terme inertiel peut être éliminé des équations de la dynamique. La résolution des problèmes est effectuée en différence finies explicites.

Chapitre 2

Equilibre des contraintes à l'aplomb d'une zone de subduction

Stress balance above subduction : Application to the Andes

Laurent Husson and Yanick Ricard

(soumis à Geoph. J. Int.)

L. Husson and Y. Ricard,
Laboratoire des Sciences de la Terre,
Ecole Normale Supérieure de Lyon,
46 allée d'Italie
69364 Lyon cedex 07, France.
phone : 33 4 72 72 81 89 ; fax : 33 4 72 72 86 77
(email : lhusson@ens-lyon.fr ; ricard@ens-lyon.fr)

Abstract

The tectonic setting and morphological evolutions of active plate margins frequently change through time, suggesting that similar processes rule all of these evolutions. We address the problem by a thin viscous sheet approach, where the governing stresses are restricted to interplate friction, buoyancy and viscous stresses. Various simple cases are explored to show the different tectonic settings that can be expected, from pure compression to pure extension. We also discuss the interplate friction driven model and compare it to a corner-flow driven model. An application to the Andes is then proposed. From the topography we determine the magnitude and profiles of the current stresses beneath the Andes at various locations. The overall basal friction at the plate margin ranges between 30 and 75 MPa and approximately equals the buoyancy stresses due to crustal thickening ; the difference being balanced by deviatoric viscous stresses. This equilibrium in turn implies a low deviatoric stress of less than 10 MPa and an equivalent viscosity of the Andean lithosphere as low as $2 \cdot 10^{21}$ Pa s. The maximum compressive deviatoric stress is located in the Eastern fold and thrust belt of the Andes, which matches geological observations. We find that the current stress regime is not sufficient to explain the observed elevations. We suggest that interplate friction was stronger in the past when the Neogene plate motions were faster. Due to this gradual decrease in the interplate stresses, the very high and steep segment of

Central Peru cannot be sustained anymore. The decrease of the interplate friction combined with the gradual rotation of convergence, from perpendicular to oblique, induces extension in South Peru. The Altiplano can be explained by a weak lateral variation in the viscosity supported by the high heat flow and probable convective removal of the lithosphere. This allows the Altiplano to be reconstructed in 25 to 30 Myr with a first stage when the Western Cordillera uplifted and a second stage when deformation migrated to the East.

keywords *subduction, stress distribution, topography, crustal deformation, fluid dynamics*

2.1 Introduction

Subduction zones display a wide range of tectonic features correlated to different stress patterns. Although the main characteristics of subductions are similar anywhere with burial of mainly oceanic material beneath oceanic or continental plates, their surface morphological and tectonic expressions vary widely from intensely compressive to extensive through intermediate settings.

The intraplate stress field has been intensively discussed and is still the focus of many studies. Although worldwide data have been collected, the data base remains geographically uneven and of variable quality (Mueller *et al.*, 1997). The stress fields within cratons are mainly neutral or compressive. But it is fairly common to see combined extensional and compressional settings in convergent systems (either in collisions or in subductions). The Aegean sea and the Lau Basin (Tonga-Kermadec trench) display strong extensional patterns, the Japan sea and Italy show coeval extensional and compressional features, while the Andes mainly undergo compression with some areas of neutral/extensional regimes. Moreover, changes in the tectonic regime occur through time : for instance the Aegean formerly underwent compression (e.g. Jolivet & Faccenna, 2000), and the Basin and Range evolved from the Laramide compression to the present day fast extension (Atwater, 1970). This capability of swapping between two tectonic regimes suggests that the physical processes ruling deformation only slightly differ from one geodynamic setting to another. As a consequence, the associated topography can be of various types. In the Andes, the orogenic belt shows different shapes, including high plateaus. In several cases, extension can occur next to the trench, leading to back-arc basins (Japan sea, Lau basin, Aegean sea...).

Topography is the consequence of stresses applied to tectonic plates and of their evolution with time. All stresses in Earth are the consequences of lateral variations in the internal density. The habit in the geological literature is to interpret loosely the driving forces, ridge-push and slab pull as boundary forces (Forsyth & Uyeda, 1977 ; Richardson *et al.*, 1979) although it is well-known that the ridge-push is, for instance, a force distributed all along the aging lithosphere and not localized at ridges (e.g. Turcotte and Schubert, 1982). These forces are resisted mostly by a basal shear traction on the mantle. Other forces seem to be of lower importance although they may locally dominate the stress field. Among them, interplate friction, trench suction and driving shear from the convecting mantle can be outlined.

Various models aimed to constrain the magnitude of the global driving forces by ba-

lancing the net torques applied to each plate. This approach generally points at ridge push and slab pull as the main driving forces (Stefanick & Jurdy, 1992 ; Richardson, 1992 ; Meijer & Wortel, 1992). Unfortunately, the solution suffers from non-uniqueness as the same kinematics can be obtained by different combinations of forces. For instance, ridge push alone or slab pull alone can both explain the motion of a plate away from a spreading ridge toward subduction. In principle, tectonic stresses should help to discriminate which forces are acting : ridge push drives a plate in compression while slab pull induces extension. However stress data is scarce away from plate boundaries where it would have the most significant discriminating capability.

The role of crustal or lithospheric density variations has been emphasized by many authors (Artyushkov, 1973 ; England & McKenzie, 1982, 1983 ; Houseman & England, 1993, Fleitout & Froidevaux, 1983 ; Bai Wuming *et al.*, 1992). The importance of the local density structure has been illustrated by models using the thin viscous sheet approximation which is valid at long wavelengths.

The thin sheet approximation has been used to model the Andes in Wdowinski *et al.* (1989). In their paper, the Andean topography is the consequence of a basal shear induced by corner-flow circulation while the internal sources of stresses due to crustal thickening were neglected. In our paper we propose another mechanism for mountain building near active plate margins where the traction by the subducting plate under the overriding one is balanced by internal stresses due to crustal thickening. We first address the problem by using simple cases to decipher which forces can be responsible for various topographic responses. Then, we use the topography of the Andes to quantify the stresses acting on the western South American margin, and probe the results by producing a time-marching model of the Andes.

2.2 The model

2.2.1 Thin viscous sheet approximation

The derivation of the thin viscous sheet model for the lithosphere has been discussed in details in various papers dealing with continental deformation (e.g. England & McKenzie, 1982, 1983 ; Wdowinski *et al.*, 1989). This approximation has also been used to understand the coupling between lithosphere and mantle convection (Lémery *et al.*, 2000). It is based on the vertical integration of the Navier-Stokes equations coupled with mass conservation.

In this paper, we only briefly discuss the assumptions of this approach.

The lithosphere is stiff enough with respect to the underlying mantle so that the vertical variations of the horizontal velocity can be neglected. The lithosphere is also thin enough with respect to the scale of the deformations under consideration that the horizontal gradients of the stresses are negligible with respect to the vertical gradients (Fleitout & Froidevaux, 1982).

In the lithosphere we define σ_{ij} , τ_{ij} and P to be the total stress tensor, the deviatoric stress tensor and the pressure, respectively (i or j stand for x or y as we only derive a two-dimensional model),

$$\sigma_{ij} = \tau_{ij} - P\delta_{ij}. \quad (2.2.1)$$

We assume that the lithosphere behaves like an incompressible viscous fluid with

$$\tau_{ij} = \eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.2.2)$$

where the viscosity η can be constant, laterally variable or even some non-linear function of the stress tensor. The variable u_i represents either the horizontal velocity u or the vertical velocity v .

Within the thin sheet approximations, the vertical equilibrium simply becomes

$$\frac{1}{2} \frac{(z - L - h)^2}{L + h} \frac{\partial \Sigma}{\partial x} + \sigma_{zz}(z) = \int_{L+h}^z \rho g \, dz. \quad (2.2.3)$$

Assuming that Σ varies with a long wavelength with respect to the thickness of the lithosphere, (2.2.3) can be simplified in the form

$$\sigma_{zz}(z) = \int_{L+h}^z \rho g \, dz, \quad (2.2.4)$$

where ρ is the density, g the gravitational acceleration and z the depth measured from the bottom of lithosphere of thickness L . The upper surface topography is at the position $L + h$ ($z \leq L + h$).

The equation expressing the horizontal equilibrium can be vertically integrated over the lithosphere thickness. Assuming that the bottom of the lithosphere is subjected to a shear stress Σ (we choose the convention that $\Sigma = -\sigma_{xz}(z = 0)$ so that $\Sigma > 0$ on the left margin

of the plate tends to induce compression) while the upper surface is stress free, one gets

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{L+h} \sigma_{xx} dz + \Sigma = 0. \quad (2.2.5)$$

The horizontal total stress σ_{xx} can now be replaced by the sum of the deviatoric and vertical total stresses ; $\sigma_{xx} = \tau_{xx} - \tau_{zz} + \sigma_{zz}$. Using (2.2.2) and (2.2.3), we obtain

$$4L \frac{\partial}{\partial x} \bar{\eta} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \Sigma = -\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{L+h} dz \int_{L+h}^z \rho g dz' - \frac{1}{6} \frac{\partial^2 \Sigma}{\partial x^2} L^2, \quad (2.2.6)$$

which describes the horizontal equilibrium, averaged over the thickness of the lithosphere.

Using the same assumptions as for (2.2.4), it now writes

$$4L \frac{\partial}{\partial x} \bar{\eta} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \Sigma = -\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{L+h} dz \int_{L+h}^z \rho g dz'. \quad (2.2.7)$$

In equation (2.2.7), $\bar{u}$ and $\bar{\eta}$ are vertically averaged quantities over the lithosphere. For simplicity, we omit the averaging symbol (overline) in the following.

In this model, the influence of the density variations arises only from crustal thickness variations. Density variations between the lithospheric mantle and asthenosphere are neglected for the moment. We can therefore define the crustal thickness S by the isostatic rule $S = h\rho_m/(\rho_m - \rho_c)$ which is valid at long wavelengths, where ρ_m and ρ_c are the mantle and crust densities, respectively. Notice that we define h with respect to a situation without crust, i.e., $h = 0$ when $S = 0$. A continent with a typical crustal thickness $S_0 = 35$ km corresponds therefore to a topography of 4375 m.

After some algebra (2.2.7) becomes

$$4L \frac{\partial}{\partial x} \eta \frac{\partial u}{\partial x} + \Sigma = \frac{\rho_c g}{2} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) \frac{\partial S^2}{\partial x}. \quad (2.2.8)$$

This equation is the equivalent of the usual horizontal stress balance equation. It couples the basal shear Σ , the deviatoric stress $T = -4\eta\partial u/\partial x$ ($T > 0$ corresponds to compression), and the buoyancy forces related to S^2 . The right hand side of (2.2.8) can also be written as $1/2 \partial(\rho_c g h S)/\partial x$, where $\rho_c g h S$ is the product of the weight of the topography times the compensation depth. The fact that S^2 (or Sh) rather than S controls the deformation is sometimes called the density moment rule (Froidevaux & Isacks, 1984).

A non-dimensionalization of this equation can be performed (e.g. using the length scale

L and reference velocity and viscosity, u_0 and η_0) which leads to the introduction of the Argand number (Argand, 1922). This number writes accordingly to England & McKenzie (1982)

$$Ar = \frac{\rho_c g L^2}{2\eta_0 u_0} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right). \quad (2.2.9)$$

It corresponds to the capability of the lithosphere undergoing buoyancy forces to deform. However using non-dimensional quantities does not simplify the following discussions and we keep dimensional values.

Additionally, for incompressible fluids, the time-dependence of the crustal thickness S is given by :

$$\frac{\partial S}{\partial t} + S \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial S}{\partial x} = 0. \quad (2.2.10)$$

By multiplying (2.2.10) by $2S$, one obtains the transport equation of the density moment (Lémery *et al.*, 2000),

$$\frac{\partial S^2}{\partial t} + 2S^2 \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial S^2}{\partial x} = 0. \quad (2.2.11)$$

Equations (2.2.8) and (2.2.11) are the governing equations of the model that we will solve in the following (see also Ellis *et al.*, 1995).

2.2.2 General comments

The previous equations (2.2.10) or (2.2.11) assume local mass conservation. This assumption may be flawed in situations with erosion, sedimentation or magmatic addition (e.g. Beaumont *et al.*, 1992). Mass transport could be taken into account by a source term in (2.2.10) to represent net material addition or removal, or by a diffusive term to represent local transport with erosion and sedimentation. For simplicity purpose we do not discuss these processes which affect the velocities (2.2.11) but not the stress balance (2.2.8).

In this model, only the lateral variations of density due to changes in crustal thickness are accounted for. Those due to changes in lithospheric thickness are neglected. The presence of a dense lithospheric mantle would favor gravitational instabilities. Assuming that the lithospheric mantle with thickness $L - S$ has a uniform and constant density ρ_L slightly larger than the mantle density ρ_M , the Argand number (2.2.9) should be written

$$Ar = \frac{gL^2}{2\eta_0 u_0} \left(\rho_c \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) + \rho_L \left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_m}\right) \frac{(L - S)^2}{S^2} + 2\rho_c \left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_m}\right) \frac{(L - S)}{S} \right). \quad (2.2.12)$$

This Argand number now includes the lithosphere and is positive as long as $L \leq 4S$ (assuming $\rho_c = 2800 \text{ kg m}^{-3}$, $\rho_m = 3200 \text{ kg m}^{-3}$ and $\rho_L = 3225 \text{ kg m}^{-3}$). If $L < 4S$, the dynamics remains qualitatively similar to that described in this paper although the stabilizing role of internal loads is less important. If $L > 4S$, the lithosphere becomes unstable. The long term stability of continents suggests that Ar remains positive.

The instantaneous equilibrium equation (2.2.8) can be analytically solved in some simple situations. The existence of strong crustal variations between two tectonic units of different crustal thicknesses has to be associated with a jump in deviatoric stresses. Indeed, the x -integration of (2.2.8) across a discontinuity $\Delta S^2 = S^2(0^+) - S^2(0^-)$ of the crustal density moment located at $x = 0$, implies a jump $\Delta T = T^+ - T^-$ of the deviatoric stresses,

$$T^- - T^+ = \frac{\rho_c g}{2L} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) (S^2(0^+) - S^2(0^-)), \quad (2.2.13)$$

(assuming that the two units have similar lithospheric thicknesses L). At a passive margin, the assymetry in crustal thickness is equivalent to an extensive stress applied at the continent boundary ($\sim 20 \text{ MPa}$ for $L = 100 \text{ km}$ and a continental crust thickness $S = 35 \text{ km}$). The extensive stress along the passive margins of South East Asia favors a south-eastward extrusion all along the collision of India with Asia (Molnar & Tapponnier, 1975). This overall tendency of thick continents to be under extension may however be partially counteracted by the presence of a dense lithospheric root that reduces the effective Ar (Bai Wuming et al., 1992).

By the horizontal integration of (2.2.8) between two tectonic units a and b of same crustal thicknesses, one gets

$$-L(T^a - T^b) = \int_a^b \Sigma \, dx. \quad (2.2.14)$$

This indicates that the change of stress between two tectonic units of same crustal thickness only depends on the basal friction. For instance, the stress change between the two sides of a mountain belt does not depend on the topography of the belt itself.

The system of equations (2.2.8) and (2.2.11) have motionless solutions ($u = 0$ where u is the vertically averaged velocity; of course the real, local velocity in a lithosphere containing density variations cannot be zero everywhere). In this case the deviatoric stress

T is zero and the steady state topography simply verifies :

$$\Sigma = \frac{\rho_c g}{2} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) \frac{\partial S^2}{\partial x}. \quad (2.2.15)$$

This means that the basal shear stress imposed below the lithosphere or by lithospheric mass anomalies below the depth L are exactly resisted by the stresses due to variations in the crustal structure. In steady state, the stresses at the base of the lithosphere can be deduced from the surface topography.

The lithosphere of the Earth is often not in steady state and we will in the following discuss several time-dependent scenarii involving different distributions of stresses. They include compression/tension T at the plate boundary, and friction Σ at its base, either driving or resisting. At this stage, no attempt to precisely reproduce a given geological setting is made.

2.2.3 A few simple cases : Mountain building at plate margin

First we consider situations where the crust has a uniform thickness S_0 at time $t = 0$. We assume that the viscosity is constant to avoid further complexities such as folding or boudinage that may occur for highly non-linear rheologies (e.g. Ricard & Froidevaux, 1988). To maintain this crust at steady state, an initial deviatoric stress T_0 has to be applied $T_0 = \rho_c g / (2L) (1 - \rho_c / \rho_m) S_0^2$ at $x = 0^-$. The simplest way for deforming the lithosphere is to apply at the plate margin ($x = 0^-$) a deviatoric stress $T_0 + \delta T$ without any shear below the lithosphere, $\Sigma(x > 0) = 0$. Notice that according to (2.2.13) the deviatoric stress seen by the plate at $x = 0^+$ is

$$T^+ = \delta T + \frac{\rho_c g}{2L} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) (S_0^2 - S^2(t, x^+)). \quad (2.2.16)$$

The two deviatoric stresses T^+ and δT are identical at $t = 0$ but then, T^+ decreases with $S^2(t, x^+)$. At a distance D away from the free border of the plate, we impose a zero horizontal plate velocity. Equation (2.2.8) implies that the deviatoric stress is uniform and according to (2.2.10), the crustal thickness varies in the first time steps as

$$\frac{dS}{S} = \frac{T^+}{4\eta L} dt. \quad (2.2.17)$$

Applying a normal stress at a plate boundary (e.g. in a collision situation) does not deform the plate locally but uniformly. The situation of uniform deformation is unlike most common life situation where the dynamics is dominated by inertia and where the application of a normal stress tends to produce a local deformation (when a car is hit in the front, it deforms in the front). The apparent exponential thickening is misleading and one has to realize that the applied stress T^+ decreases when S increases. Of course the final height is reached when $T^+ = 0$.

A situation where $\delta T = 0$ and Σ is constant might seem appropriate, at least locally, to simulate a subduction zone. The basal shear Σ would represent the friction induced by subduction which pushes the overriding plate toward its hinterland. In this case, in the first time steps, the deviatoric stress linearly increases with the distance to the trench and

$$\frac{dS}{S} = \frac{\Sigma}{4\eta} \frac{x}{L} dt. \quad (2.2.18)$$

Here again, thickening does not occur near but away from the trench.

This is depicted in Fig. 2.2.1 where we have imposed a constant shear below the lithosphere over a distance Δ_Σ . The initial crust has a uniform thickness S_0 . A topography is generated (Fig. 2.2.1b) on top of the zone of bottom shear, consisting of a quasi linear slope according to (2.2.18). Away from this zone, a high plateau develops with a final altitude $H \sim \Sigma \Delta_\Sigma / (\rho_c g S_0)$. During the orogeny, the deviatoric stress (Fig. 2.2.1a) evolves from highly compressive to neutral when the steady state solution is reached (see equation (2.2.15)). At $t = 0$ (thick line), the shear stress is transmitted away from the friction zone as a deviatoric stress $\Sigma \Delta_\Sigma / L$ which pushes the overriding plate at the initial velocity that can be shown to be equal to $\Sigma \Delta_\Sigma (2D - \Delta_\Sigma) / (8\eta L)$.

To explain a topography at the plate margin, one can exert a basal shear stress in the direction of the trench. A shear stress induced by a corner-flow has indeed been invoked for mountain building at plate margins in subduction settings (e.g. Wdowinski *et al.*, 1989). This situation corresponds to that depicted in Fig. 2.2.2 computed with the same parameters as Fig. 2.2.1 but with a friction in the opposite direction. This condition of uniform basal friction toward the trench is of course a highly idealized version of the corner flow effect which induces a shear stress decreasing as $1/x$ where x is the distance to the trench (Turcotte and Schubert, 1982). We also impose a zero velocity at the trench which means that we assume that a deviatoric stress builds up at the plate border and can resist the stresses induced by the rising topography. Like in the previous simulation, during the formation of

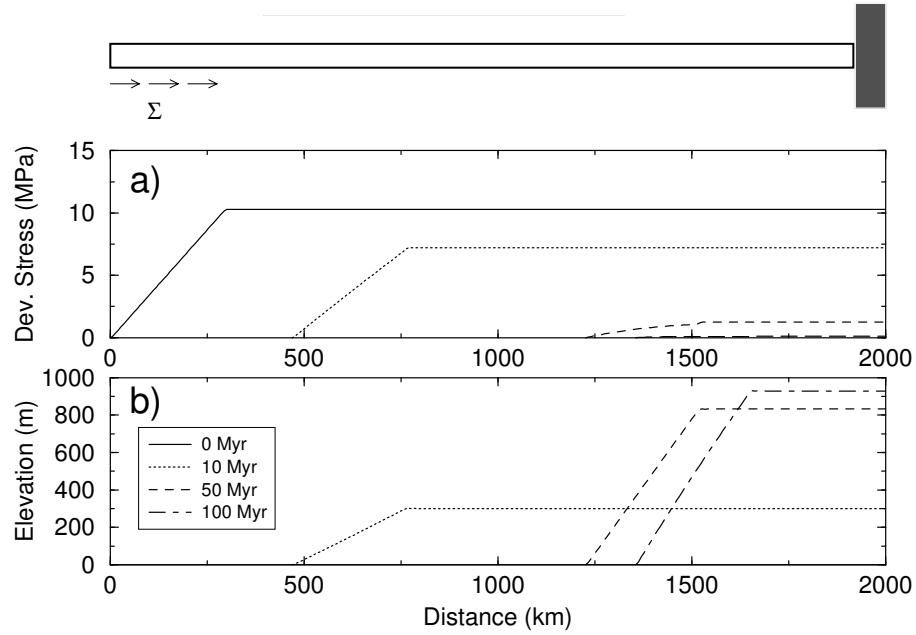


FIG. 2.2.1 – Deviatoric stress (a) and elevation (b) induced by a uniform basal friction $\Sigma = 3.5 \text{ MPa}$, toward the hinterland, over the length $\Delta_\Sigma = 300 \text{ km}$. Four time steps have been chosen. The simulations are performed with $L = 100 \text{ km}$, $\eta = 10^{22} \text{ Pa s}$, $\rho_c = 2800 \text{ kg m}^{-3}$ and $\rho_m = 3200 \text{ kg m}^{-3}$. The initial crustal thickness is $S_0 = 35 \text{ km}$ and the plate length $D = 7000 \text{ km}$. With these values, the plate boundary moves rightward with an initial velocity of 5.6 cm yr^{-1} . The topography (b) evolves until a final elevation of about 1000 m while the deviatoric stress (a) tends to zero.

the topography (Fig. 2.2.2b), the deviatoric stress decreases (Fig. 2.2.2a).

In real Earth, the motion of the plate is also resisted by a drag at the base of the lithosphere. To simulate a subduction zone more realistically, we add to the driving basal shear stress previously considered a resistive stress proportional to the lithospheric velocity u , so that Σ is now replaced by $\Sigma - ku$. The shear stress $-ku$ could mimic the traction at the base of the lithosphere of the Couette flow induced by the lithospheric motion (Ellis et al., 1995). Equation (2.2.8) becomes accordingly

$$4L \frac{\partial}{\partial x} \eta \frac{\partial u}{\partial x} + \Sigma - ku = \frac{\rho_c g}{2} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) \frac{\partial S^2}{\partial x}, \quad (2.2.19)$$

When the motion of the plate is only controlled by Σ and ku , one must have a balance between these two stresses assuming that they act on comparable lengths. This suggests that $k \sim 1.8 \cdot 10^{15} \text{ Pa s m}^{-1}$ when choosing $u_0 = 8 \text{ mm yr}^{-1}$ and keeping for Σ the value

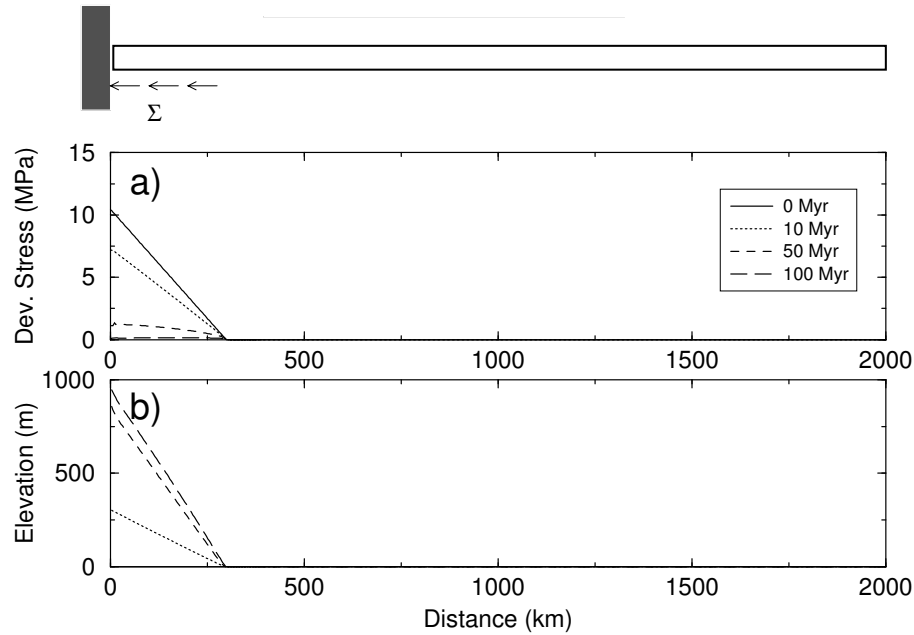


FIG. 2.2.2 – Deviatoric stress (a) and elevation (b) induced by a constant friction below the overriding plate in the direction of the trench. This friction roughly mimics the effect of a corner-flow circulation. The parameter values are those of Fig. 2.2.1.

of Fig. 2.2.1. This k corresponds to the friction induced by a 54 km thick Couette flow of a 10^{19} Pa s viscous asthenosphere.

In the case where Σ is a shear stress directed toward the trench ($\Sigma < 0$), i.e. in the case of a corner-flow driven tectonics as in Fig. 2.2.2, the simulations are not drastically modified as depicted in Fig. 2.2.3. However, the motion of the plate driven by the corner flow friction toward the trench is now resisted by a passive drag of the mantle. As a consequence, a depression associated with tectonic extension is expected hinterland.

If the shear stress is induced by interplate friction, i.e. by a friction directed toward the hinterland like in Fig. 2.2.1, the deviatoric stress increases where the interplate friction is acting, and then drops because of the resistance due to the drag at the base of the lithosphere (Fig. 2.2.4). As a consequence, a relief is generated near the plate margin. Only compression to neutral stress regime is expected in such setting. When the steady state is nearly reached, a neutral stress regime is achieved, first where the topography reaches its highest elevation, and then all over the plate if the plate is long enough.

The horizontal velocities induced by these two different mechanisms are represented in Fig. 2.2.5. The corner-flow model shows velocities directed toward the trench (Fig. 2.2.5a). A peak is generated at the distance from the trench where the interplate friction ceases to be

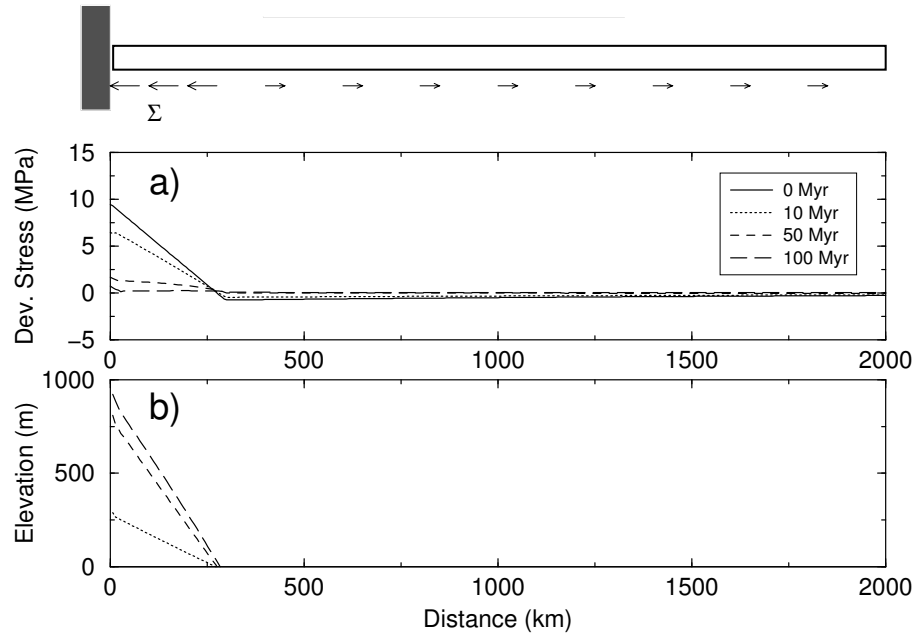


FIG. 2.2.3 – Deviatoric stress (a) and elevation (b) induced by a constant corner-flow driving friction below the overriding plate, and resisted by a drag ku at the base of the lithosphere. The resistance k is $6 \cdot 10^{14} \text{ Pa s m}^{-1}$. The other parameters are those of Fig. 2.2.1.

active, and drops toward the hinterland where it induces extension. On the contrary, when the basal friction is directed away from the trench, the maximum velocity is produced next to the trench and decreases toward the hinterland (Fig. 2.2.5b).

These simple cases show that drastically different models can induce topographic highs near the plate margin. One is the corner-flow model (Wdowinski *et al.*, 1989), and the other suggests that interplate friction is responsible for mountain building. The main difference between these models is the sense attributed to the basal shear traction (toward the trench in the first model, toward the hinterland in the second model). A corner flow model pulls the upper plate toward the trench while interplate friction pushes the overriding plate toward its hinterland. In Wdowinski *et al.* (1989), there is no interaction between the lithosphere and the mantle far from the subduction corner (i.e. they implicitly assume $k = 0$). In this case, no extension is induced in the hinterland. In our simulation, on the contrary, the existence of a passive drag implies an extension of the overriding plate hinterland comparable in magnitude to that of the shortening across the orogen (Fig. 2.2.5a). However the geodetic measurements over the Andes (Leffler *et al.*, 1997 ; Norabuena *et al.*, 1998 ; Bevis *et al.*, 1999), or over the Himalayas (Bilham *et al.*, 1997 ; Larson *et al.*, 1999) show a global shor-

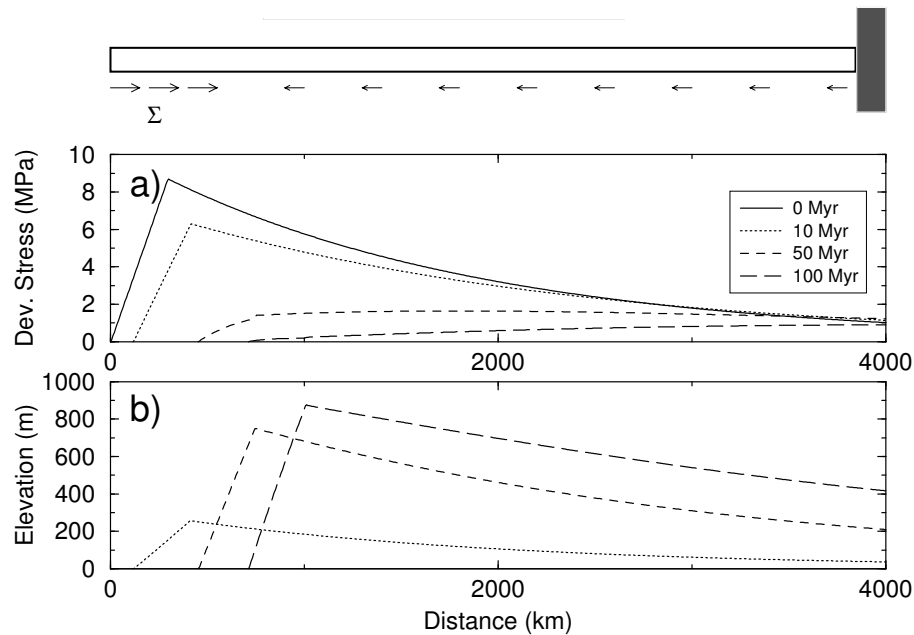


FIG. 2.2.4 – Deviatoric stress (a) and elevation (b) induced by a constant interplate friction below the overriding plate, resisted by a drag at the base of the lithosphere. Parameters are those of Fig. 2.2.1.

tening of the overriding plate but no evidence of extensive stress regime behind mountain belts in subduction settings. Predictions of the global intraplate stress field confirm these statements (e.g. Mueller, 1997). These observations rather support the interplate friction model (Fig. 2.2.5b) than the corner-flow model.

2.2.4 A few simple cases : From gravitational collapse to back-arc opening

In many cases, subduction zones are associated to extension rather than compression. This could occur in active mountain belts like Southern Tibet (Armijo *et al.*, 1986) or South Peru (Mercier *et al.*, 1992), in mature mountain belts like Basin and Range (e.g. Atwater, 1970), and in various continent-ocean transitions. Such settings can be found for instance in the Lau basin, the Philippine subduction zone, the Japan sea, or the Aegean sea. These situations are induced because the stresses at or near the plate margin either decrease and cannot support furthermore a preexisting topography, or become intrinsically extensive. This change of boundary conditions may be related to the slowing down of the normal subduction rate (Southern Tibet and South Peru), to the stopping of subduction (e.g. due

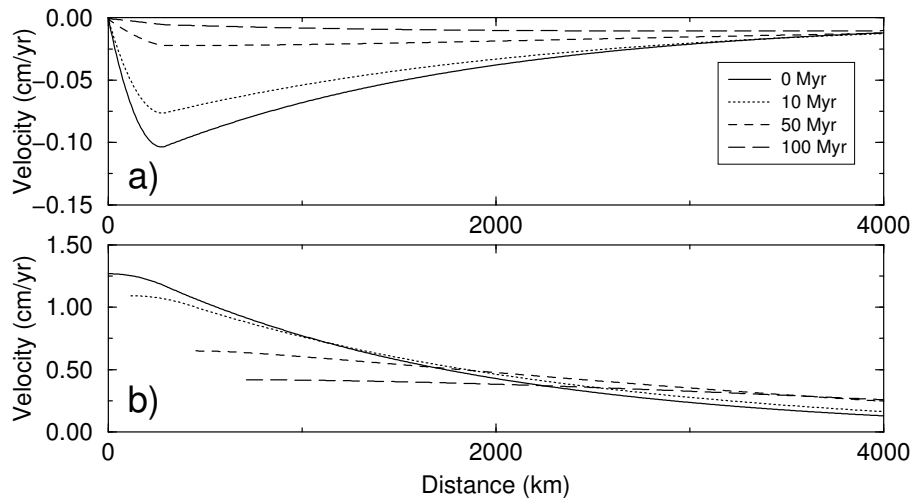


FIG. 2.2.5 – *Horizontal velocities when tectonics is driven by corner-flow (a) and when tectonics is driven by interplate friction (b). Positive values are velocities directed toward the right hand side. The situations are those depicted Figs 2.2.3 and 2.2.4.*

to the evolution of a subduction boundary into a transform boundary, as in the Basin and Range province) or to back-arc opening (Aegean sea).

Gravitational collapse can be illustrated by the case when the compressive stresses that built a given topography decrease. In Fig. 2.2.6, we compute the evolution of the topography of Fig. 2.2.4 when the interplate friction is suddenly reduced to zero at time $t = 50$ Myr. Except for a change in the vertical scale, the initial situation depicted by a solid line in Fig. 2.2.6 corresponds to the last situation (dashed line) of Fig. 2.2.4. During the transition toward a new equilibrium state, the tectonic stresses become extensive and the mountain range collapses. Maximum extension is located where the mountain reaches its highest elevation. In this situation the topography collapses until the crust turns back to its original thickness. The existence of a deviatoric stress at the plate margin able to sustain a 35 km thick crust precludes any further thinning. A more quantitative illustration of this process focussed on the situation of South Peru will be presented in the following.

A further evolution toward oceanization can occur when the deviatoric stress at the plate margin cannot sustain anymore the thickness of the continental crust. In the previous models, only basal friction was assumed. In order to account for slab retreat, an extensional deviatoric stress, T^+ , can be imposed at the trench level. Fig. 2.2.7 shows qualitative results

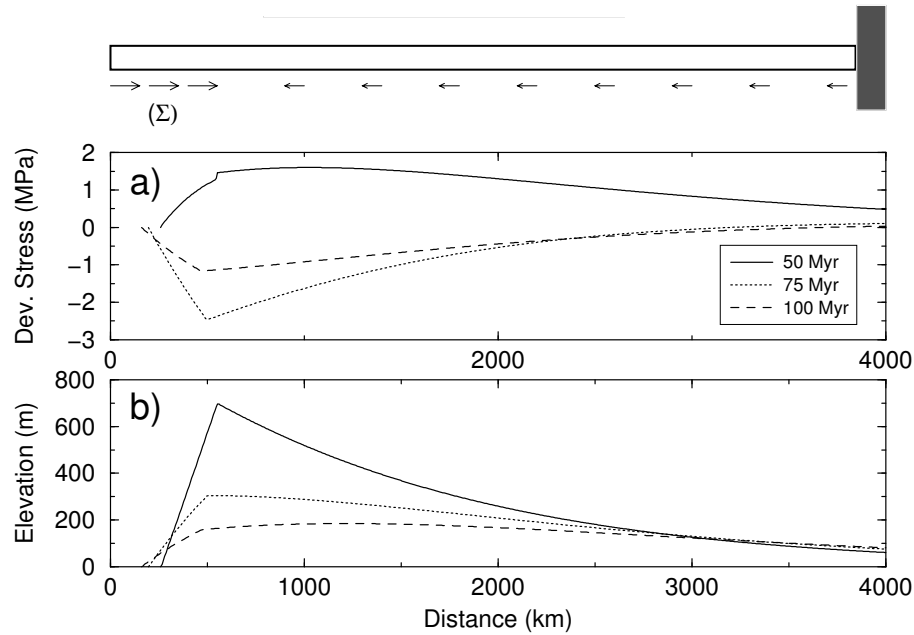


FIG. 2.2.6 – *Deviatoric stress (a) and elevation (b) for a collapsing pre-existing topography. The situation at 50 Myr in Fig. 2.2.4 is suddenly submitted to zero interplate friction. Parameters are the same as in Fig. 2.2.4.*

for back-arc extension. During the first stage, the deviatoric stress is extensive next to the trench $T^+ < 0$, but remains compressive hinterland as in this simulation, $LT^+ + \Sigma\Delta_\Sigma > 0$. As the topography gently increases, stresses gradually become extensive in the whole plate, leading to the opening of a basin next to the trench. Such scenario may explain the slight extensive situations at plate margins (e.g. in the Longitudinal Valley of South Chile).

One can argue that several subduction zones showing back-arc opening also feature compressional structures next to the trench apparently in contradiction with Fig. 2.2.7. For instance, the Mediterranean ridge is a thrust wedge ; however, it is an accretionary prism pushed away from the trench. It does not belong to any of the plates involved in the subduction and thus does not pertain to our model. It has also been shown that Japan undergoes compression. However, most of it is due to interseismic locking, and the rest is associated to the recent shortening of the Japan sea (Mazzotti *et al.*, 2000). Because back-arc opening is in fact characterized by extension next to trench, the corner-flow driven model depicted Fig. 2.2.3 cannot be interpreted as back-arc opening.

Although the tectonic situation in mature back-arc settings can be analyzed by similar thin sheet approach, there are significant specificities that are beyond the scope of this paper. Among these, the crustal properties (thickness, rheology) are quite specific and,

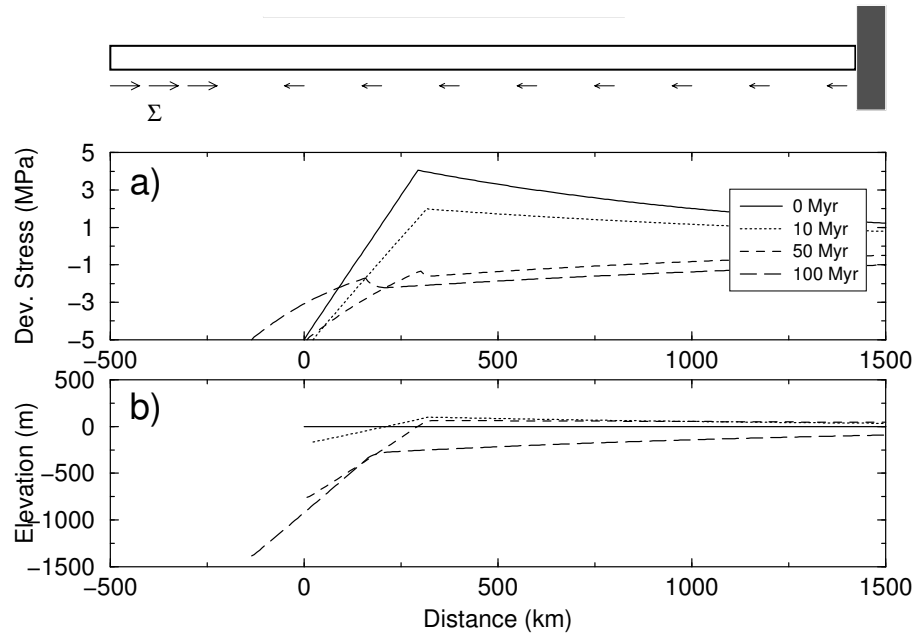


FIG. 2.2.7 – Deviatoric stress (a) and elevation (b) induced by a constant interplate friction below the overriding plate, resisted by the drag at the base of the lithosphere. A normal deviatoric stress of -5 MPa is imposed as a right boundary condition. This additional forcing mimics the effects of trench suction. Parameters are those of Fig. 2.2.1.

above all, local mass conservation does not hold anymore due to magma production. In the limiting case where the crust thickness is close to zero, the total amount of extension must correspond to an equivalent magma production.

The mechanical situation of a topography associated with arc volcanism is therefore very different from that associated with Andean-type margins. In the latter, the topography evolves toward a profile that minimizes the tectonic stresses and steady state solutions are possible. In the former, the magmatic production forces the arc topography to be in permanent extensive regime and no steady state can be achieved. The oldest part of the arc continuously collapses while a newest part of the arc is built by magmatic addition. This situation is well illustrated by the Philippines arc (Froidevaux & Uyeda, 1988).

2.3 Application to the Andes

2.3.1 Fitting the topography

The Andean belt is located over the eastward subduction of the Nazca plate below South America. It is characterized by a thick crust up to 70 km below the Eastern Cordillera of Bolivia (e.g. James, 1971 ; Beck et al., 1996). The Andes are globally supported by an Airy-type isostatic model, possibly reinforced by a thermally thinned lithosphere below the Altiplano area (Froidevaux & Isacks, 1984 ; Isacks, 1988). This possibility of a thinner lithosphere with the presence of an asthenospheric wedge beneath the Altiplano is still controversial (e.g. Myers *et al.*, 1998). Maximum shortening in the Andes is currently located in the Sub-Andean Zone. In the following we assume that the Andes are only compensated by crustal roots and we show that the topographic profiles across the Andes can be simply explained in terms of interplate friction and resistive drag acting on the base of the lithosphere.

We assume that both the interplate friction and the deformation velocity have sigmoidal variations with x . We arbitrary choose

$$\Sigma = \frac{\Sigma_0}{2} \left(1 - \tanh \frac{(x - x_\Sigma)}{\Delta_\Sigma} \right), \quad (2.3.20)$$

and

$$u = \frac{u_0}{2} \left(1 - \tanh \frac{(x - x_u)}{\Delta_u} \right). \quad (2.3.21)$$

This allows the interplate friction and the velocity to decrease from Σ_0 , u_0 , at the trench to zero hinterland over the lengths Δ_Σ , Δ_u , respectively. The distance at which the friction and velocities are halved are x_Σ and x_u . Any monotonic function decreasing from a maximum near the trench to zero hinterland could have been used but a sigmoidal variation reasonably fits the velocity profiles inferred from geology and geodetic measurements across the Andes.

From topographic profiles at various latitudes across the Andes, we compute assuming isostasy, the term of the equilibrium equation (2.2.19) related to the density moment $1/2\rho_c g(1 - \rho_c/\rho_m)\partial S^2/\partial x$ and deduce the quantities Δ_Σ , Δ_u , x_Σ , x_u , $4\eta L u_0$, Σ_0 , and ku_0 by a generalized least square adjustment of equation (2.2.19). The viscosity η is considered as uniform. We choose the four topographic profiles perpendicular to the belt, located in Fig. 2.3.8, across Central Peru (A), North (B), Central (C), and South (D) Chile (these

profiles are averaged over 200 km large bands). The specific case of South Peru where extensive tectonics is observed will be discussed separately.

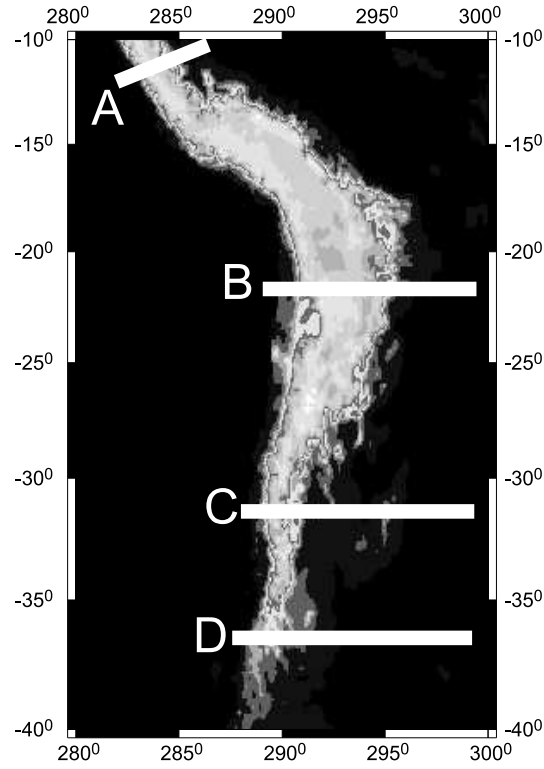


FIG. 2.3.8 – *Topography of the Andes. Location of the four profiles used in this paper (across Central Peru (A), North (B), Central (C), and South (D) Chile).*

The topographies are depicted in Fig. 2.3.9 (left column). The associated $1/2\rho_c g(1 - \rho_c/\rho_m)\partial S^2/\partial x$ functions related to crustal variations are shown in the right column (thick lines). In each case, these functions are initially positive (along the western flank of the Andes) then abruptly change sign and become moderately negative. They reach zero at large distance in the Brazilian craton. This is particularly clear for C. The interplate friction deduced from the inversion (dashed lines), correlates closely with the western segment of positive $\partial S^2/\partial x$. The profiles of the resistive term proportional to $-u$ (dotted lines) balance the negative part of $\partial S^2/\partial x$. The remaining term proportional to $\partial^2 u/\partial x^2$ is always very small (long dashed). It corresponds to the variations of the deviatoric stresses in the belt. As shown in the previous section, the stress balance of the orogen evolves naturally toward a cancellation of this term.

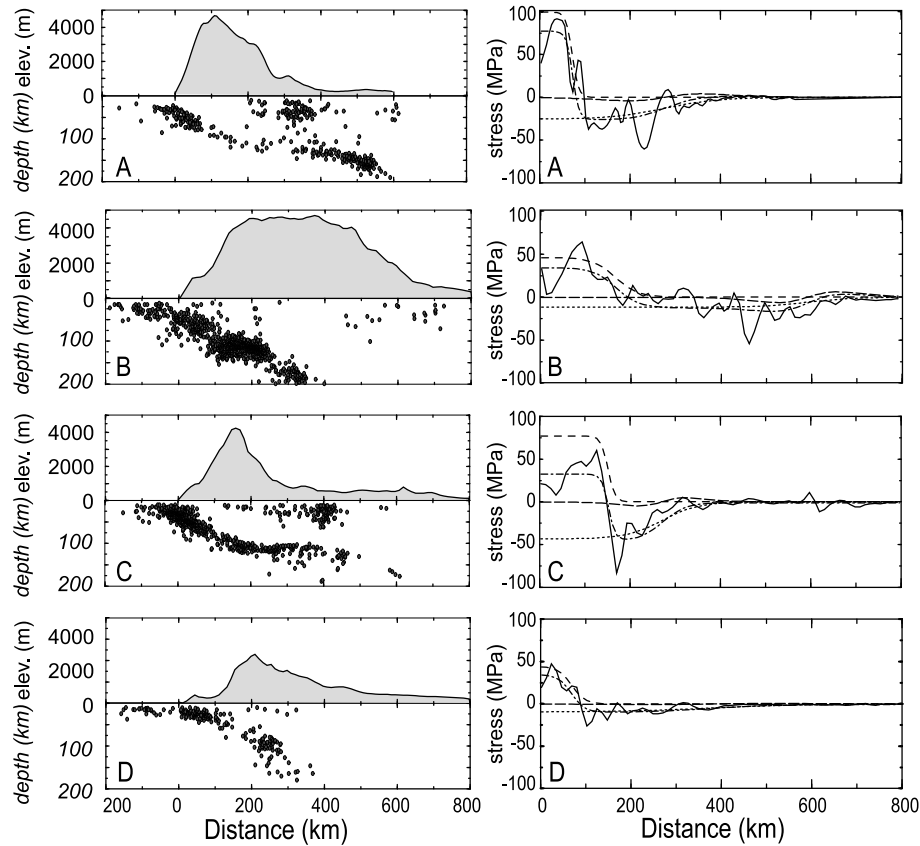


FIG. 2.3.9 – Left column : topographic profiles A, B, C and D corresponding to those of Fig. 2.3.8. Earthquake epicenters underlining the Nazca Benioff zone are also plotted. Right column : $1/2\rho_c g(1 - \rho_c/\rho_m)\partial S^2/\partial x$ profiles (solid lines). These profiles can be explained by the sum of an interplate friction (dashed lines), a resistive term (dotted lines) and an internal deviatoric stress term (long dashed) computed from a generalized least-squares fit of equation (2.2.8). The sum of these three last terms (dotted-dashed) give good fits to the observations (solid lines).

2.3.2 Quantifying the stresses

From the observation of earthquake epicenters all along the Andes (Fig. 2.3.9, left column), the Andes are commonly divided along-strike into several east-plunging panels (e.g. Cahill & Isacks, 1992) which correspond to the subduction angle of the segments of the Nazca plate. North and South of the Altiplano-Puna high plateau (18°S to 28°S), the slab segments are likely sustained by light ridges and oceanic plateaus (Gutscher et al., 1999) and subduct with a shallow angle as seen on profiles A and C. At the level of the Altiplano (B) and also beneath South Chile (D), the slab subducts with a steep angle.

Not only this subduction pattern matches the distribution of seismicity, Quaternary vol-

canism and heat flow, but it is also associated to different styles of deformation of the overriding South American plate. As seen by comparison of the two columns of Fig. 2.3.9, the interplate friction varies along-strike as both its amplitude and the width of the friction zone are directly related to the maximum topography of each portion of the Andes and to its distance from the trench.

The global shear next to the trench under the overriding plate, $\Sigma_0 - ku_0$ (dotted dashed lines) is higher in (A) (75 MPa) than in the three others (B, C, D) (30 MPa). The distance Δ_Σ over which the friction of the subducting slab acts is about 100 km in A and D and twice in the two other cases.

The slab reaches at most 150 km before its friction under the overriding plate cancels. The amplitude of the friction may be correlated to the inclination of the Benioff-Wadatti zone at greater depth (flat subduction below A and C, steeper below B and D). The interplate friction (dashed line) is indeed somewhat larger over the steep segment of shallow slab that precedes the flat subduction (A and C), and this friction seems to be very low above the flat subduction segment itself.

The deviatoric stresses associated with the present day tectonic deformation can be obtained by the integration of $4L\eta\partial^2u/\partial x^2$. For the 4 profiles depicted in Fig. 2.3.9 (long dashed curves), the deviatoric stresses are less than 10 MPa (100 bars). The choice of a very simple sigmoidal profile for u , implies that these stresses are everywhere compressive. However the maximum compression and the width of the compressive zone are constrained by the inversion. The maximum compression occurs in the Sub-Andean Zone, above the Brazilian foreland. This is in agreement with geological observations (e.g. Baby *et al.*, 1997).

From the previous inversion we have obtained the shape of the horizontal velocity and the amplitude of the viscous stresses, $4\eta\partial u/\partial x$. However, the amplitudes of the velocity and the viscosity cannot be obtained separately. We need to introduce independent velocity measurements or estimates deduced from geodesy or geology.

Geodetic GPS measurements in the Andes, are in agreement with our findings with a maximum shortening in the foreland (e.g. Norabuena *et al.*, 1998; Bevis *et al.*, 1999). They indicate a maximum East-West shortening across the belt of about 4 cm/yr. This value accounts for a strong elastic post seismic component leaving a secular deformation of less than 1 cm/yr (Khazaradze & Klotz, 2001).

A similar value can be estimated from geological records. The Altiplano originated as a sedimentary basin between the Western Cordillera and the proto-Eastern Cordillera during

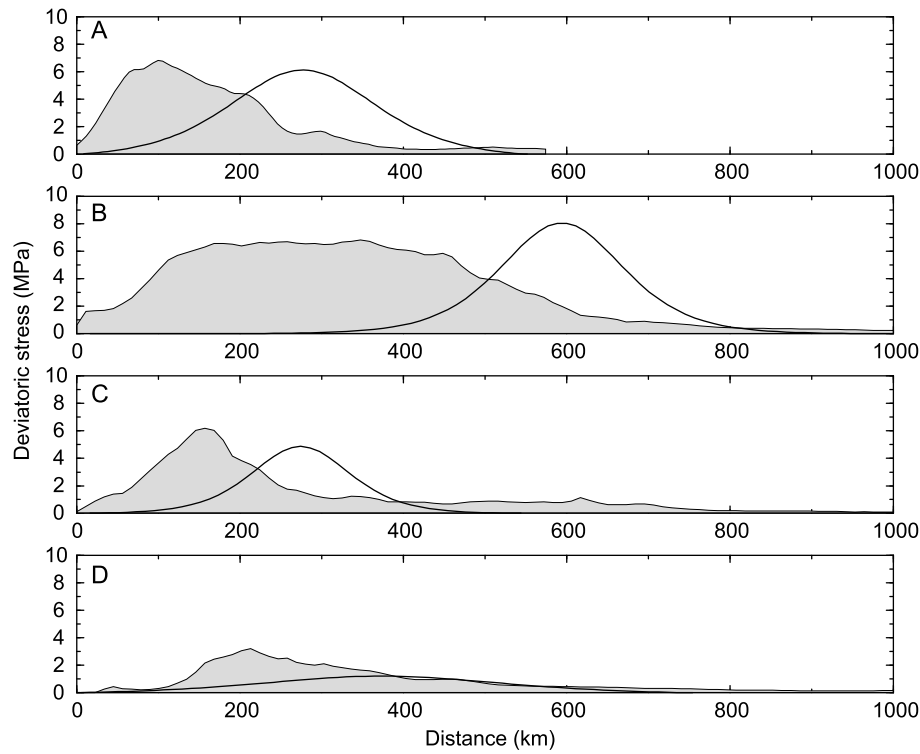


FIG. 2.3.10 – *Predicted deviatoric stresses for the 4 sections. In all cases the largest compressive stresses occur in the eastern fold and thrust belt.*

the Oligocene. The Western Cordillera rose quickly and was followed by the Eastern Cordillera since 27 Ma, bounding the endoreic Altiplano basin, uplifting more slowly (Baby *et al.*, 1997 ; Lamb & Hoke, 1997) and gradually being filled up. By this time, deformation gradually migrated toward the Eastern Cordillera fold and thrust belt, as the Brazilian shield underthrust beneath the Central Andes (Lamb & Hoke, 1997). Total Neogene shortening in this area is assumed to range between 190 and 250 km in the Central Andes (Baby *et al.*, 1997 ; Kley & Monaldi, 1998) which corresponds to 7 to 9 mm/yr average deformation for 27 Myr.

As the deviatoric stresses are of order 20 MPa, such rates imply a lithospheric viscosity as low as 2×10^{21} Pa s. This value suggests a lithosphere with a viscosity only a couple of orders of magnitude larger than the underlying mantle (4×10^{19} Pa s, Cathles, 1975). This viscosity represents an effective rheology, accounting for the softening of the lithosphere due to crustal faulting, fracturation and décollement levels. England (1986), based on strain rates in extensional areas, mentioned that the lithosphere viscosity has to be about 10^{22} Pa s. Wdowinski *et al.* (1989) suggested that it can even be as low as 10^{21} Pa s in some places.

The weakness of the Andean crust is also linked to its previous history. The western margin of South America underwent rifting from Permian to Mid-Jurassic (Sempere, 1995) at least at the Altiplano level. During the late Cretaceous-Early Paleogene, the area stretched due to moderate back-arc opening (Soler & Sempere, 1993 ; Lamb *et al.*, 1997). Sempere *et al.* (1990) mention a major late Oligocene-early Miocene tectonic crisis in Bolivia. The combination of all these thermal processes and intense fracturation softened the South American plate in a broad zone between 18°S and 28°S along its western border, just before the shortening started.

2.3.3 Time evolution

The previous inversions provide the current stress balance in the Andes. It may not reflect the past stress balance responsible for the overall growth of the Andes. Among others, the magnitude of the interplate friction and the friction lengths may have changed during the orogeny. In this section we test whether or not the present day boundary conditions are appropriate to reconstruct the present day situation, starting with an homogeneous plate and integrating equations (2.2.8)-(2.2.11) through time. For each section, we take the parameters Σ , x_{Σ} , Δ_{Σ} , k and η deduced from the previous fits. Notice that contrarily to the previous sections, the velocity profiles are not constrained by the parameters x_0 and Δ_u to have *a priori* sigmoidal shapes but are totally deduced from time integration.

General models for the Andes

Choosing these constant boundary conditions through time allows the Andean belt to be closely reconstructed (Fig. 2.3.11). However, in these simulations, we were forced to increase the interplate friction Σ by 20 to 30% in order to meet more accurately the present-day topographies. Only profile B across the Altiplano presents a tangible misfit and the prediction cannot account for the width of the high plateau. In South Chile (C), the Longitudinal Valley on the western side is neglected. This is discussed according to the stress regime in the following.

The convergence rate between the Nazca and South American plates strongly increased since 27 Ma, probably initiating the Andean orogeny, and gradually decreased until present (Pardo-Casas & Molnar, 1987 ; Norabuena *et al.*, 1998). One can assume that interplate friction during the Andean orogeny decreased accordingly to the convergence rate. The fact that our time-dependent simulations requires a larger interplate friction than at Present

probably reflects this evolution.

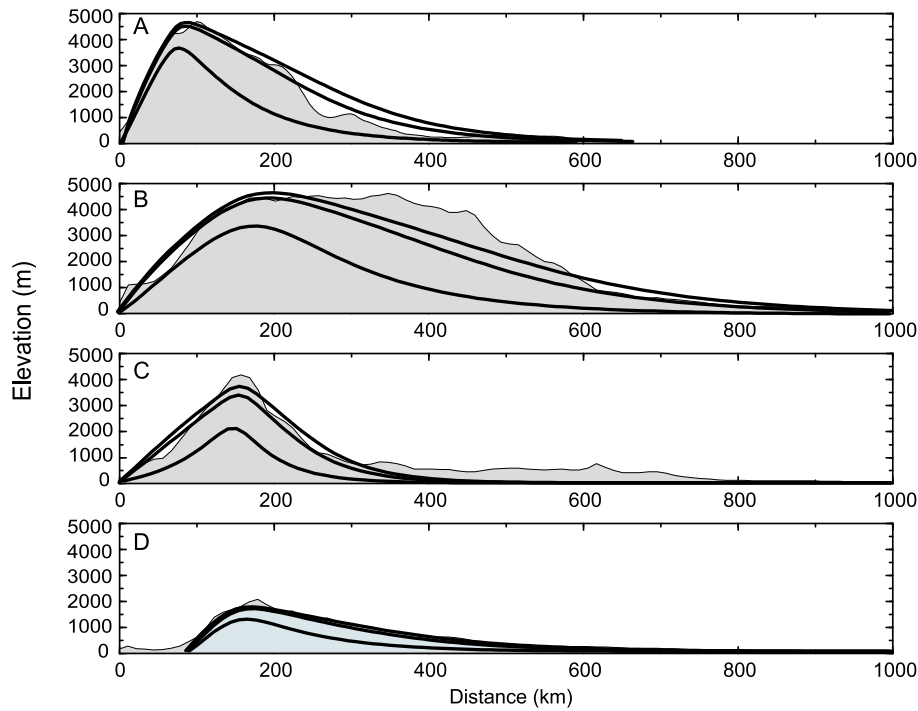


FIG. 2.3.11 – *Forward modeling of the 4 sections. In each case, the lines show the topographic profile at 10 Myr, 25 Myr and 30 Myr. The topography is reconstructed in 25 to 30 Myr for viscosities of 2×10^{21} Pa s. Boundary conditions are deduced from the inversion of the topography (Fig. 2.3.9) except for the interplate frictions that have been increased by 20 to 30% .*

High plateaus : the Altiplano example

As seen in Fig. 2.3.11 panel B, the misfit for the Altiplano comes from the fact that in the simulation, the Eastern Cordillera is missing and the foothills are over-developed on the eastern side. This suggests that a better fit to the observed topography could be obtained by stiffening the rheology of the Brazilian craton in order to confine and enhance the deformation of the Eastern Cordillera. A thermally thinned lithosphere has indeed been invoked to explain the building of the Altiplano-Puna (Isacks, 1988, Wdowinski and Bock, 1994). Moreover the late Oligocene-early Miocene tectonic crisis has mostly been active at the level of the Altiplano (Sempere *et al.*, 1990). Fig. 2.3.12 shows the results of a forward modeling using a moderate lateral viscosity variation.

The mountain first rises on the western edge of the plate and deformation propagates

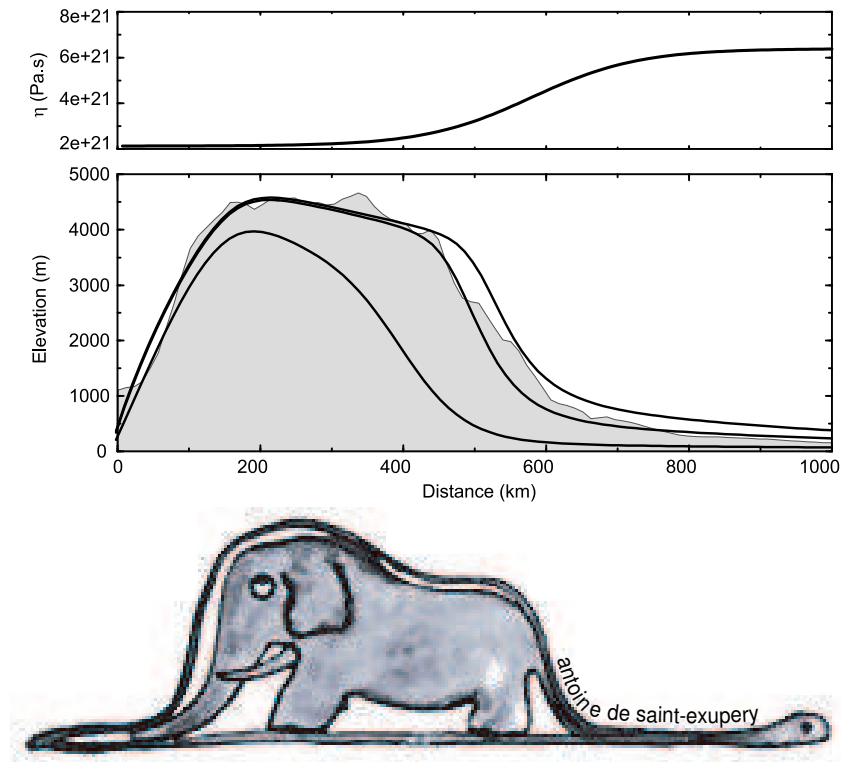


FIG. 2.3.12 – Forward modeling of the Altiplano area with a lateral variation of viscosity. The interplate friction profile corresponds to that depicted Fig. 2.3.9 panel B (maximum friction of 50 MPa). Top : viscosity profile. Bottom : topographic profiles at 10, 25 and 30 Myr.

eastward. This scenario matches the geological observations where the Western Cordillera uplifted first, and preceded the Eastern Cordillera (e.g. Lamb *et al.*, 1997). The lateral variation of viscosity is also a way to account for the strong décollement on the eastern edge of the belt, where the Brazilian craton subducts (Baby *et al.*, 1997), as it is certainly genetically linked to the building of the high plateau.

Extension in active mountain belts : the South Peruvian example

A dynamic equilibrium profile can be reached when the balance between external forces due to lateral stresses and internal forces resulting from density variations is neutral. A neutral state of stress has been evidenced by their coeval normal and inverse tectonic regimes in various mountain belts such as the Alps (e.g. Sue *et al.*, 1999), the Andes (Sébrier *et al.*, 1985, Assumpção, 1992, Mercier *et al.*, 1992), or Tibet (Armijo *et al.*, 1986).

In the Andes, it has been described between 13°S and 18°S, in southern Peru. This

segment is the most oblique to the present day convergence direction. It forms the northern branch of the Bolivian orocline. Although still controversial, paleomagnetic data (e.g. Beck, 1994 ; Coutand *et al.*, 1999) indicates that this segment probably rotated counterclockwise (although most of the available information is located south of the Arica bend). Although the setting is obviously 3D we can try to simulate this situation by assuming that this segment rotated 30° counterclockwise in 10 Myr and that only the friction component normal to the belt affects the 2D stress balance, responsible for across-strike shortening. The problem can thus be solved in a section where the friction Σ is a function of the convergence angle between the two plates. After 17 Myr, the interplate friction writes $\Sigma \cos \omega t$ where ω is the angular velocity and t is time.

Fig. 2.3.13(a) depicts the evolution of the interplate friction and of the associated maximum elevation through time. Boundary conditions are those given for the Peruvian segment to its north (panel A Figs 2.3.8 and 2.3.9). The deviatoric stress at 27 Myr (that should cor-

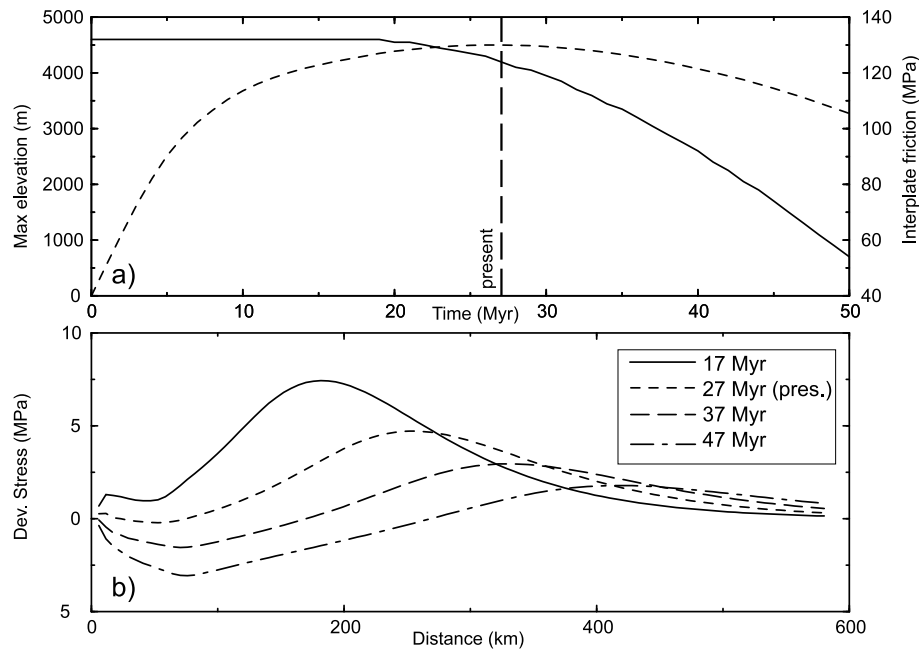


FIG. 2.3.13 – *Forward modeling for South Peru. Boundary conditions are the same as in Fig. 2.3.9 panel A. a) Present should correspond to 27 Myr. Interplate friction (solid line) is assumed to decrease as the plate rotates at constant rate after 17 Myr (30° in 10 Myr). Until 25-30 Myr, the maximum elevation (dashed line) increases. b) Deviatoric stress through time. The deviatoric stress becomes extensive where the elevation is maximum but remains compressive on the edges of the mountain belt.*

respond to Present) well matches the observations of extension in the high Andes (normal

faulting and extensive focal mechanisms) and compression in the Sub-Andean Zone. If we assume arbitrarily that the rotation of the belt will continue in the future, the simulation predicts a general collapse of the topography. The tectonic stresses will be extensive everywhere but in the Brazilian craton where, according to (2.2.14), the prevailing compressive stresses imposed by the subduction will still be acting.

This simple example shows that a variation in the convergence direction can change the tectonic regime in mountain belts. This situation is particularly documented in South Peru. The general slowing down of the Nazca subduction should have the same impact everywhere in the belt and tends to shift the tectonic regime toward extension. This may be the case for the Quaternary extension in the North Peruvian segment (Mueller, 1997).

In our models, we neglected the Longitudinal Valley in the southern Andes, which nevertheless becomes a significant feature in the southernmost section (D). This area features extensive focal mechanisms associated to the depression. The decrease in the convergence rate could likely be associated to a decrease in the normal deviatoric stress at the plate margin, leading to the onset of a situation comparable to the one depicted Fig. 2.2.7 but applied to a preexisting topography.

2.4 Conclusions

Most tectonics settings and surface morphologies of plate margins can be understood and reconstructed using a thin sheet approximation. Interplate friction and resistive drag at the base of the lithosphere are the main controls of the tectonic regime at plate margins. We also emphasize by these models that the topography (more likely the crustal thickness variations) gives a first order feedback on the evolution of tectonics at plate margins.

Our model considers that the topography is entirely supported by isostasy, and does not account for other forces like those arising from the elastic flexure of the downgoing lithosphere. This model also aims at reducing an intrinsically 3D problem to 2D : deformation is assumed to occur only across-strike and is averaged over depth within the lithosphere. Another limitation may come from the assumption of local mass conservation that neglects erosion, delamination and magmatism. Most situations can however be explained by these approximations although complex settings can only be assessed qualitatively.

Corner-flow as a driving mechanism for andean type tectonics can be discarded as it induces an extensive stress regime on the overriding plate. Furthermore it implies that the absolute velocity of the overriding plate is directed toward the trench which is not what is

actually inferred by NUVEL1 or local geodetic data.

The stress balance equation can be used to invert the topography and predict the present magnitudes and along-strike profiles of the stresses responsible for mountain building. In the Andes, we find that the basal friction at the plate margin range between 30 and 75 MPa. Viscous stresses are always small (less than 10 MPa). The velocity profile is provided by geological estimates and geodetic data. Hence an estimate of the viscosity of the overriding plate can be deduced from these viscous stresses. We find that the topography of the Andes can be achieved in 25 Myr to 30 Myr with a lithospheric viscosity of $2 \cdot 10^{21}$ Pa s.

Particular settings such as extension or high plateaus can often be reproduced by very mild complexifications of the model. In South Peru, the N-S extension can be explained by the rotation of this particular segment of the Andes, which became more and more oblique to the convergence, subsequently reducing the interplate friction. In this case, buoyancy stresses have a strong component oblique to the convergence, which cannot be balanced by interplate friction. The potential extension in the Cordillera Real of Central Peru can be explained by an overtake of the dynamic equilibrium profile in this very high and steep area. The gradually decreasing convergence does not allow any further support of such topography by boundary forces. The deviatoric stress in this case is negative in the high range but remains positive on the edges as the mountain collapses. This scenario also help to explains the frequent extensional tectonic regimes observed in various orogens. The decrease of the convergence rate can also be followed by a decrease in the normal compression at the plate margin and explains the gentle extension in the Longitudinal Valley of South Chile.

The peculiar case of high plateaus has also been addressed with the example of the Altiplano. A slight lateral viscosity variation allows high plateaus to develop. Moreover, we find that its broad temporal evolution fits that deduced from geological evidence, with a first stage of elevation increase to the West and then a relatively fast migration of the deformation toward its eastern edge.

Chapitre 3

Discussion

3.1 Introduction

Le modèle présenté pour la plaque supérieure à l'aplomb d'une zone de subduction s'appuie sur un équilibre des forces de trois origines : la friction interplaque, animée essentiellement par la traction effective du panneau plongeant, la résistance par friction à la base de la lithosphère, et la force de flottabilité. Pour une marge active de type cordillère, cet équilibre permet d'en expliquer convenablement les caractères tectoniques et morphologiques. Une alternative est un contrôle de la dynamique par un frottement moteur à la base de la lithosphère. Un mouvement de retour de type *corner-flow* peut créer des reliefs sur les marges et reproduire le régime de contraintes observé. Le cas des Andes est également discuté selon cette approche par Wdowinski et al. (1989) et Wdowinski et O'Connell (1990). Nous avons écarté l'hypothèse d'un tel processus pour plusieurs raisons, plus ou moins développées jusqu'à présent. (i) L'équilibre des forces est nul, puisque l'accélération est nulle dans les processus géodynamiques. Le frottement aux limites des plaques constitue une des seules forces résistantes en jeu (à laquelle on ajoutera potentiellement la résistance à la courbure du panneau plongeant, jusqu'à 60% des forces motrices totales, e.g. Conrad et Hager, 1999). Ainsi, la force résistante au déplacement des plaques par friction à la base de la lithosphère est au moins égale à 40% de la traction efficace du panneau plongeant, soit de l'ordre de 10^{13} N m^{-1} . La limite lithosphère / asthénosphère joue donc en moyenne un rôle résistant. (ii) Les directions de déplacement des plaques chevauchantes dans le repère des points chauds sont souvent aléatoires par rapport à la direction de convergence (sauf dans le cas des Andes). (iii) Un frottement moteur suffisamment important pour établir une traction suffisante à la base de la lithosphère, bien qu'il décroisse en $1/x$ à partir de la

fosse, nécessite une forte viscosité mantellique. Les contraintes qui seraient induites par un mouvement de retour du manteau dans le prisme asthénosphérique comporteraient une composante de traction verticale qui devient de plus en plus significative à l'approche de la fosse. Si l'isostasie est absolument respectée, c'est à dire qu'il n'y a pas de variations latérales des contraintes verticales, alors, bien que le régime de contraintes soit proche de celui d'une chaîne du type des Andes, la morphologie induite est une dépression. Une telle approche est par ailleurs utilisée par Zhong et Gurnis (1994) afin d'expliquer la morphologie des fosses. Wdowinski et O'Connell (1999) contournent ce problème pour expliquer le régime tectonique et l'épaississement des marges actives d'une part en imposant une vitesse verticale nulle en surface, d'autre part en imposant une zone de très faible viscosité le long de la fosse afin de se libérer des contraintes cisailantes au contact interplaque, que nous considérons comme moteur principal des l'édification des reliefs sur les marges. En outre, les contraintes de flottabilité sont déterminées arbitrairement en imposant *a priori* les hétérogénéités de densités liées à l'épaississement crustal.

Les Andes fournissent certainement le meilleur exemple actuel de cordillère. Mais le problème des autres marges a été soulevé. Nous avons vu que l'ouverture arrière-arc peut être expliquée par un équilibre de forces très semblable. Nous essaierons dans ce chapitre de comprendre les mécanismes qui interviennent sur d'autres types de marge. Les investigations seront appuyées par des exemples dont l'évolution tectonique varie dans le temps.

L'approximation aux plaques minces visqueuses est conservée dans ce chapitre. Nous étudierons les limites imposées par le choix des conditions intrinsèques du modèle et ses conditions aux limites. Aucun déplacement de matière n'est autorisé en dehors du plan de la coupe. Le choix d'un modèle en 1D sera discuté. Enfin, appliquer une rhéologie newtonienne est une approximation controversée dont nous discuterons également les conséquences. La flottabilité négative de la racine lithosphérique a un rôle déstabilisateur dont nous examinerons l'incidence sur la dynamique.

Nous appliquerons d'abord le modèle à différents contextes géodynamiques. Puis nous étudierons les limites du modèle *sensu stricto*, c'est-à-dire indépendamment du contexte géodynamique (rhéologie, influence de la lithosphère *etc*).

3.2 Marges extensives

Des exemples d'application aux marges extensives sont évoqués section 2.2.4. Que ce soit pour le Japon, pour la Grèce, pour les Sandwich ou pour d'autres zones de subduction,

des migrations d'arc ont été documentées. Celles-ci sont associées à des changements de régime tectonique. Un accent particulier a été porté sur un exemple de régime compressif relativement stable dans le cas des Andes. Nous nous proposons maintenant d'examiner des situations où le régime tectonique change de polarité.

3.2.1 De la compression à l'extension : le cas de la mer Egée

La mer Egée fournit un exemple bien documenté d'évolution polyphasée d'une marge active (e.g. Jolivet et al., 1994 ; Walcott et White, 1998 ; Gautier et al., 1999 ; Jolivet et Faccena, 2000). Actuellement la région de la mer Egée subit un régime de contraintes essentiellement extensif (fig. 3.2.1).

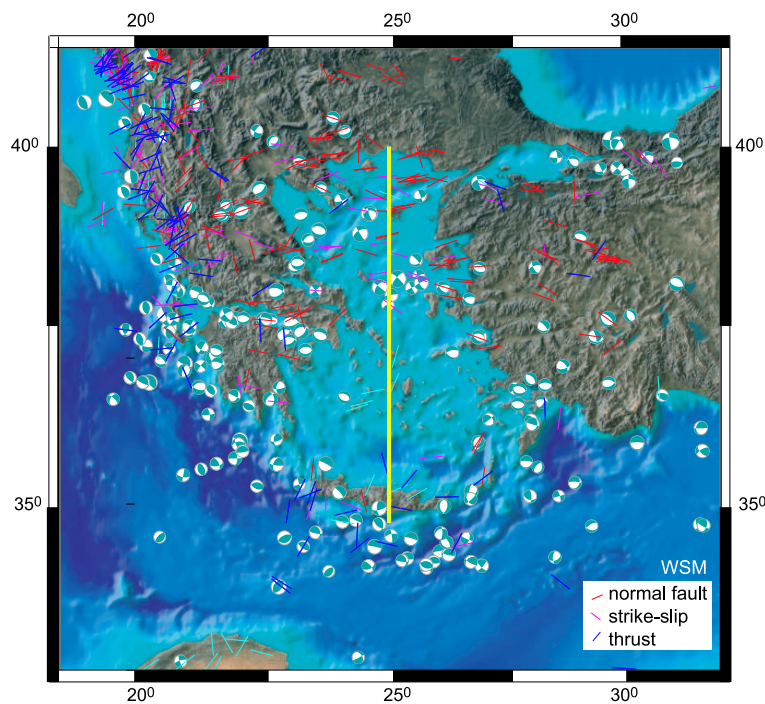


FIG. 3.2.1 – Bathymétrie, mécanismes au foyer (CMT de Harvard), et déformations fragiles sur le pourtour égéen. En jaune, localisation de la coupe d'épaisseur crustale de la figure 3.2.3.

A l'Oligocène, la mer Egée connaît une période de raccourcissement initiée lors la collision de l'Apulie avec l'Eurasie il y a 65 Ma (Dercourt et al., 1986). Elle se prolonge par une orogénèse de type cordillère (Lister et al., 1984). La compression est alors active dans les Balkans et forme la chaîne du Rhodope au Nord de la mer Egée actuelle.

A l'Oligocène terminal-debut Miocène (~ 30 -25 Ma), alors que la collision de l'Afrique avec l'Eurasie s'initie, la vitesse absolue vers le nord de l'Afrique diminue pour passer de 2,5 cm/an à $\sim 1,5$ -2 cm/an vers le nord-est, valeur qu'elle conserve actuellement (DeMets et al., 1990 ; O'Connor et Le Roex, 1992) voire moins (Jolivet, comm. pers.). L'ensemble de la chaîne alpine passe alors d'un régime tectonique dominé par la subduction à un régime dominé par la collision (Le Pichon et al., 1988). Dès lors, la zone de convergence peut se comporter de deux façons différentes. Soit le contexte général est une collision continentale (e.g. Zagros, Alpes Occidentales *etc*), soit il s'agit d'une subduction océan/continent (e.g. mer Tyrrénienne, Bassin Pannonien, Liguro-Provençal et mer Egée).

La subduction continue au niveau des petits bassins, mais la vitesse absolue de l'Afrique est diminuée par les collisions avoisinantes (Royden, 1993 ; Jolivet et Faccenna, 2000). La figure 3.2.2 montre les différents vecteurs décrivant la cinématique à l'aplomb d'une zone de subduction. V_{sub} et V_{sup} sont les vitesses absolues des plaques subduite et chevauchante, respectivement, V_{conv} est leur vitesse relative et V_{tr} est la vitesse de "retrait du panneau plongeant", c'est-à-dire la vitesse de migration de la fosse, dans le référentiel des plaques fixes, si les deux plaques étaient fixées. On distingue au moins deux cas : (a) en régime permanent de subduction, la vitesse de convergence V_{conv} égale la vitesse de retrait du panneau plongeant V_{tr} ; dans ce cas, la géométrie de la subduction ne change pas au cours du temps. C'est le cas d'une subduction où les vitesses absolues V_{sub} et V_{sup} sont constantes. (b) La vitesse de convergence V_{conv} change. Si la vitesse de la plaque subduite diminue, comme dans le cas de la mer Egée, la vitesse de convergence V_{conv} décroît tandis que la vitesse de retrait du panneau plongeant V_{tr} reste la même. C'est ce qu'il se produit lorsque la collision continentale s'initie latéralement ; lorsqu'un bloc continental est impliqué dans la subduction, la traction due au plongement de la plaque inférieure devient insuffisante pour pérenniser la subduction au même rythme (e.g. Royden, 1993). Un tel ralentissement suite à l'initiation de la collision continentale est décrit tout au long de la collision alpine, des Alpes Occidentales à l'Himalaya (e.g. Patriat et Achache, 1984). La vitesse de convergence diminue, mais là où la subduction est encore océanique, la vitesse de retrait de la fosse reste la même puisque la traction du panneau plongeant reste constante, et la zone de convergence migre librement tant qu'aucun bloc continental léger

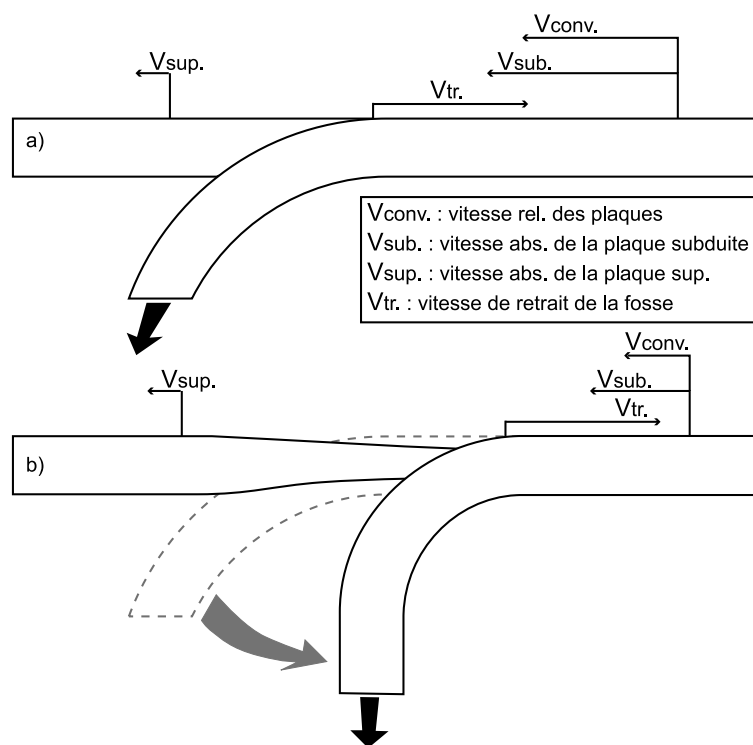


FIG. 3.2.2 – Cinématique à l'aplomb d'une zone de subduction (modifié d'après Jolivet et Faccenna, 2000). Lorsque la vitesse de retrait du panneau plongeant V_{tr} est supérieure à la vitesse de convergence V_{conv} , de l'extension est induite sur la marge de la plaque supérieure.

n'intervient dans la subduction. Auquel cas, de l'extension est induite sur la marge de la plaque chevauchante. C'est ce qui se produit pour les sous-bassins méditerranéens comme les mers Egée et Thyrrénienne.

La subduction africaine change de géométrie à mesure que la vitesse de convergence décroît, c'est l'initiation de l'extension arrière-arc de la mer Egée. L'hypothèse de l'extension égéenne résultant de l'extrusion vers le sud-ouest le long de la faille Nord-Anatolienne du bloc Anatolien peut être écartée car ce mouvement cisailant est très récent (~ 3 Ma, e.g. Walcott et White, 1998 ; Armijo et al., 1999), postérieur à la migration de la subduction. On écartera également l'hypothèse d'un effondrement gravitaire dû à un amincissement lithosphérique (Dewey, 1988). En effet, une telle évolution induit nécessairement une compression sur le pourtour de la chaîne. Un tel régime tectonique n'apparaît pas dans le cas de la mer Egée (voir figure 3.2.1). Un effondrement gravitaire est en revanche décrit pour le cas du Sud du Pérou par exemple (voir section 2.3.3), où un régime neutre à extensif apparaît suite à une diminution de la vitesse de convergence. La diminution des

contraintes normales sur la marge de la plaque supérieure est implicitement proposée par Le Pichon et Angelier (1981), puis Jolivet et al. (1994), lorsqu'ils suggèrent que la "subduction agit en créant de faibles contraintes qui autorisent l'écroulement gravitaire". En réalité, les contraintes diminuent davantage que par un simple effondrement gravitaire, puisque l'amincissement excède le rétablissement d'une épaisseur crustale moyenne (cf. discussion section 2.2.2). Le retrait de la fosse est actif depuis plus de 25-30 Ma, induisant l'ouverture de la mer Egée sur quelques centaines de kilomètres et un amincissement important (fig. 3.2.3).

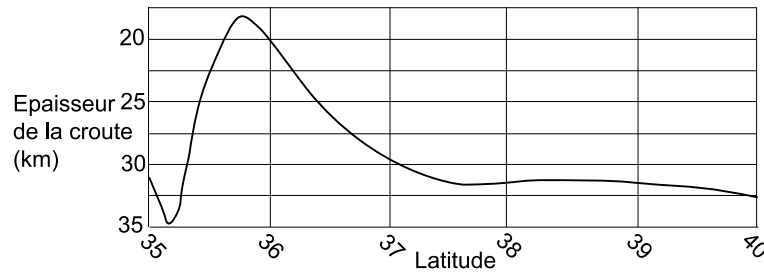


FIG. 3.2.3 – *Épaisseur crustale de la Crête aux Balkans (d'après Le Pichon et Angelier, 1981). Localisation de la section figure 3.2.1.*

Les conditions aux limites sont telles qu'au passage d'une croûte épaissie à une croûte non épaissie, la contrainte normale ne suffit plus à maintenir une croûte d'épaisseur normale. L'équation (2.2.13) donne les conditions pour qu'un saut d'épaisseur crustale soit maintenu (auquel cas il n'y a pas d'extension). Lorsqu'il y a migration de la fosse et ouverture arrière-arc, cet équilibre n'est plus respecté et la différence entre les déviateurs des contraintes T^+ et T^- de part et d'autre de la marge est telle que :

$$T^+ - T^- < -\frac{\rho_c g}{2L} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) (S^2(0^+) - S^2(0^-)), \quad (3.2.1)$$

où $S(0^+)$ et $S(0^-)$ sont les épaisseurs crustale de part et d'autre de la marge lorsqu'il n'y a pas de retrait de la fosse, ρ_c et ρ_m les densités crustales et mantelliques.

Dans cette section, cette hypothèse est testée en imposant une contrainte déviatorique trop faible pour soutenir un saut d'épaisseur crustale au niveau de la marge continentale, c'est-à-dire que la contrainte déviatorique en bord de plaque vérifie l'équation 3.2.1. Cette condition est appliquée au bord de la plaque après une période purement compressive. Ainsi, l'écroulement gravitaire est également pris en compte dans la distribution des contraintes. Celui-ci induit de la compression sur les bords de la chaîne, tandis que l'exten-

sion de la marge contrebalance cet effet du côté de la fosse. La figure 3.2.4 décrit l'évolution

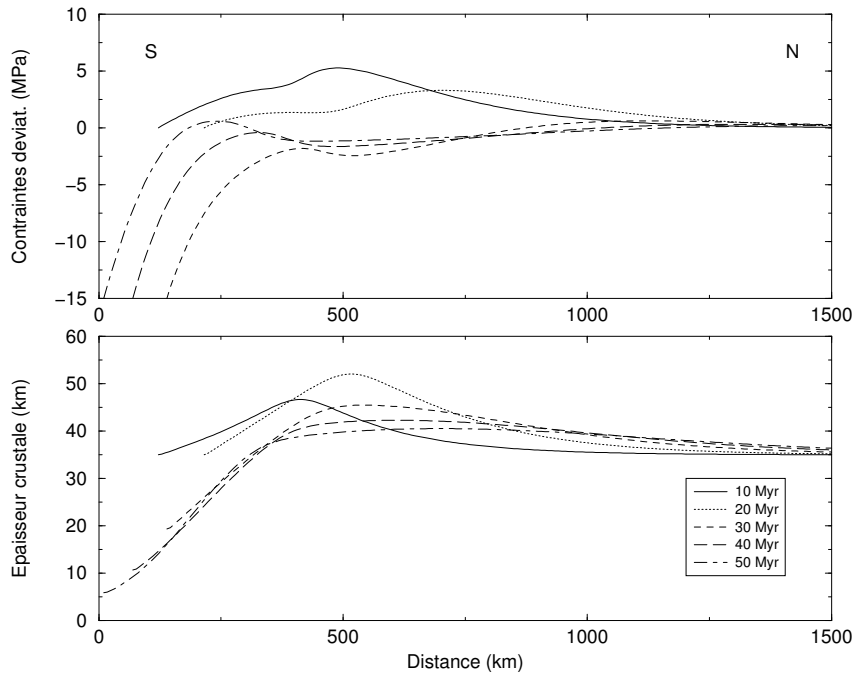


FIG. 3.2.4 – *Reconstitution schématique de l'évolution de la mer Egée. On néglige ici l'isolement d'un bloc continental (Crête) séparé par le bassin arrière-arc. La situation est semblable à celle décrite figure 2.2.7. Durant 20 Ma, la friction interplaque est telle que $\Sigma = \frac{\Sigma_0}{2} \left(1 - \tanh \frac{(x-x_\Sigma)}{\Delta_\Sigma} \right)$, où $\Sigma_0 = 20$ MPa, $x_\Sigma = 300$ km, $\Delta_\Sigma = 50$ km. Après 20 Ma, la friction basale diminue de moitié et une contrainte déviatorique normale extensive de 15 MPa est imposée au bord gauche. La viscosité est de $2 \cdot 10^{21}$ Pa s, la densité de la croûte est de 2800 kg m^{-3} et celle du manteau de 3200 kg m^{-3} ; l'épaisseur crustale initiale est de 35 km. a) Contraintes déviatoriques, b) Epaisseur crustale.*

des contraintes (a) et de l'épaisseur crustale (b) au cours du temps. Dans le cas de la mer Egée, on peut approximer cette contrainte. La mer Egée s'est ouverte en $\Delta t = 30$ Ma, et la fosse a reculé d'une distance X . Le déviateur des contraintes T qui s'applique sur la marge s'écrit $T = 4\eta \frac{\partial u}{\partial x}$. En considérant le Nord du bassin fixe, la vitesse au niveau de la fosse est $X/\Delta t$. Si on admet un accroissement linéaire de la vitesse vers la fosse, on estime T par :

$$T = 4\eta \frac{1}{\Delta t}. \quad (3.2.2)$$

Soit, avec une viscosité de $2 \cdot 10^{21}$ Pa s, une contrainte déviatorique de l'ordre de -10/-15 MPa.

Cette situation est semblable à celle décrite section 2.2.4. Les approximations de

conservation de la masse et de rhéologie constante latéralement touchent aux limites du modèle dans le cas de l'extension (voir discussion section 2.2.4). Les contraintes imposées sont donc ici choisies arbitrairement de manière à respecter approximativement les ordres de grandeur de temps et d'espace connus pour le cas de la mer Egée. En s'appuyant sur les résultats obtenus précédemment pour les Andes, on prendra par conséquent arbitrairement une friction basale maximale Σ_0 de 20 MPa et une résistance à la limite lithosphère/asthénosphère identique aux modèles andins. La valeur de la friction interplaque est choisie plus faible que dans le cas des Andes, où la friction interplaque maximale varie entre 40 et 100 MPa, puisqu'ici la vitesse de convergence est moindre. Le comportement du panneau plongeant sous la mer Egée suit un mécanisme probablement similaire à celui décrit par Faccenna et al. (2001) sous la mer Thyrrénienne, c'est-à-dire que le panneau plongeant change de pendage au cours du temps, en raison de l'interaction avec la discontinuité à 670 km de profondeur. Il a actuellement un fort pendage et repose partiellement sur la limite à 670 km (Bijwaard et al., 1998).

On reproduit d'abord la compression antérieure qui correspond à une collision de type cordillère, semblable aux cas étudiés précédemment pour les Andes. Lorsque l'extension est introduite en limite de plaque, après 20 Ma, le maximum de compression a lieu dans l'avant-pays (à droite sur la figure 3.2.4). Dès que les contraintes se relâchent au bord de la plaque, plusieurs sources de contraintes se superposent à proximité de la marge : un effondrement gravitaire qui tend à induire une compression de chaque côté de la chaîne, l'extension imposée en bordure de plaque (on rappelle qu'imposer une contrainte déviatorique est équivalent à imposer une extension sur la marge) qui tend à induire une extension dans toute la plaque, et enfin la friction basale, qui continue au même régime.

En résumé, lors du changement de condition en bord de plaque, l'avant-pays (à droite sur la figure 3.2.4), soumis surtout à l'effondrement gravitaire, est en compression. Là où l'épaississement est maximal, le déviateur des contraintes est extensif car à l'effondrement gravitaire s'ajoute la tension imposée au bord de la plaque. Enfin, au bord de la plaque, l'extension est également forte puisque l'épaisseur crustale n'est plus supportée. L'équilibrage se fait progressivement à mesure que la plaque s'amincit en bordure, et que la croûte se désépaisse là où elle était surépaissie. L'avant-pays subit encore par la suite la compression due à l'effondrement gravitaire superposé à la friction basale.

Dans le cas de la mer Egée (comme dans d'autres situations d'ouverture arrière-arc, comme le Japon ou Taïwan par exemple), un bloc continental adjacent à la plaque chevauchante, moins aminci que le bassin d'arrière-arc, est préservé lors de la migration de la

fosse de subduction. Dans l'expérience précédente, la plaque montre un maximum d'extension et d'amincissement au niveau de la marge. Par conséquent il semble difficile de préserver un bloc continental à proximité de la fosse sans l'amincir. Ce problème est rencontré dans des expériences similaires (e.g. Chemenda et al., 2001), où une zone de faiblesse attribuée à un réchauffement au dessus du plan de Benioff est imposée au niveau de l'arc. Chemenda dans ses modèles plastiques d'arc impose une lithosphère amincie afin d'isoler un bloc continental auprès de la fosse. Ce réchauffement s'exprime souvent par du magmatisme ; dans le cas de la mer Egée, on mentionnera le Santorin.

Dans l'expérience qui suit (fig. 3.2.5), une zone de faiblesse est imposée, matérialisée par une viscosité plus faible d'un ordre de grandeur (cette variation de viscosité est introduite au moment de l'extension, à 20 Ma, afin de se dédouaner d'effets parasites dus au stade précoce de compression).

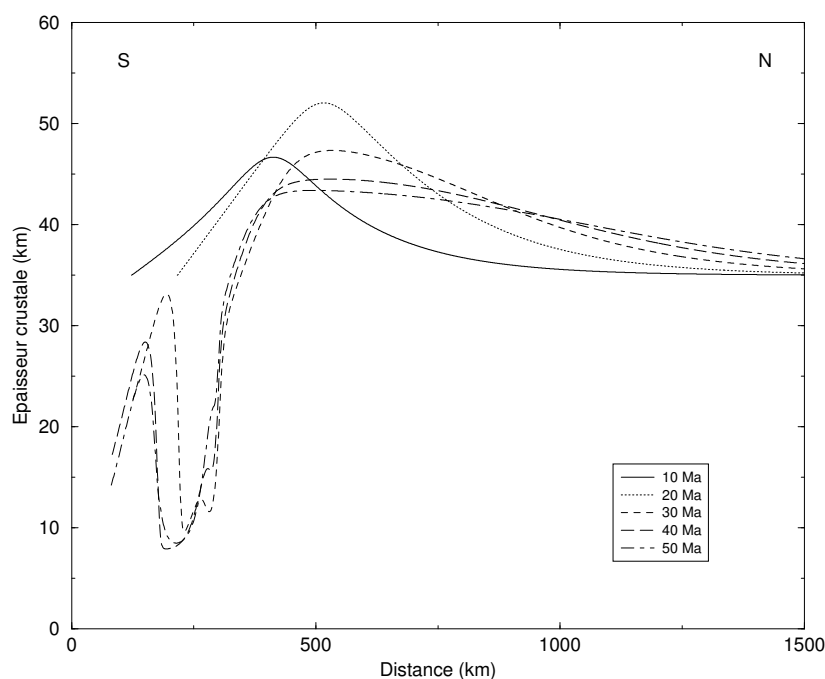


FIG. 3.2.5 – *Reconstruction schématique de l'évolution de la mer Egée. Les paramètres sont les mêmes que pour l'expérience décrite figure 3.2.4, mais d'un part une chute de viscosité d'un ordre de grandeur ($2 \cdot 10^{20}$ Pa s contre $2 \cdot 10^{21}$ Pa s) est ajouté au niveau de l'arc au moment de la mise en équation, d'autre part, la friction basale reste constante au cours de l'expérience. La variation de viscosité est attribuée à un réchauffement de cette zone par du magmatisme.*

De cette manière, l'évolution est sensiblement identique au cas précédent, hormis l'isolement d'un bloc continental, où l'extension est moins importante à proximité de la fosse.

Cette unité pourrait correspondre au cas de la Crète qui montre d’abondants blocs basculés (e.g. Jolivet et al., 1994). Ce bloc est séparé du “continent” par un bassin extensif adjacent à la zone de viscosité minimale, qui correspond alors à la mer Egée.

Comme mentionné précédemment, ces expériences sont menées dans les limites de certaines hypothèses qui confèrent à celles-ci une valeur davantage qualitative que quantitative. On invoque notamment un réchauffement à l’aplomb du plan de Benioff dans la plaque supérieure. Les limites du modèle sont liées à l’absence de variations latérales de rhéologie à courte longueur d’onde, mais surtout à l’hypothèse d’une conservation de la croûte. En effet, les apports dus au magmatisme -d’arc ou d’océanisation- sont négligés. Dans le cas de la mer Egée, il n’y a pas encore d’océanisation, seule la lithosphère continentale est amincie (e.g. Makris, 1978), et l’addition de matériel est restreinte au magmatisme d’arc, peu développé au regard d’autres provinces en retrait des zones de subduction.

Dans de nombreuses régions, il y a eu océanisation et l’addition magmatique peut être significative. Nous aurions pu prendre cet effet en ajoutant un terme source dans l’équation (2.2.11) :

$$\frac{\partial M_C}{\partial t} + 2M_C \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial M_C}{\partial x} = \frac{\partial M_M}{\partial t}, \quad (3.2.3)$$

où $\frac{\partial M_M}{\partial t}$ est la variation du moment liée au magmatisme.

Si l’on cherche à reproduire la topographie, ce terme source permet d’ajouter le volume manquant. Dans le cas du Japon par exemple, un apport significatif de magma au bloc continental arraché à l’Asie permet d’expliquer la topographie. En domaine océanique, la subduction Tonga-Kermadec est associée à une forte addition magmatique responsable de la topographie de la chaîne des Tonga et des Fidji. Notons que l’érosion peut être traitée de la même manière. L’équilibre des contraintes reste le même et seule l’équation de transport est affectée.

Une alternative est donnée par une dynamique pilotée par la friction du manteau sous la plaque chevauchante (e.g. Wdowinski et al., 1989). La plaque subductante induit un mouvement de retour vers la fosse dans le manteau (*corner-flow*) qui pourrait générer les reliefs observés. Mais nous avons vu dans la section 2.2.3 qu’une telle dynamique ne permet pas de reproduire le régime tectonique observé régionalement.

3.2.2 Commentaires sur la cordillère andine

Dans le chapitre 2, l’équilibre des forces est déduit pour l’état actuel pour quatre sections andines (fig. 3.2.6). Cet équilibre ne dépend pas de l’histoire orogénique, il donne

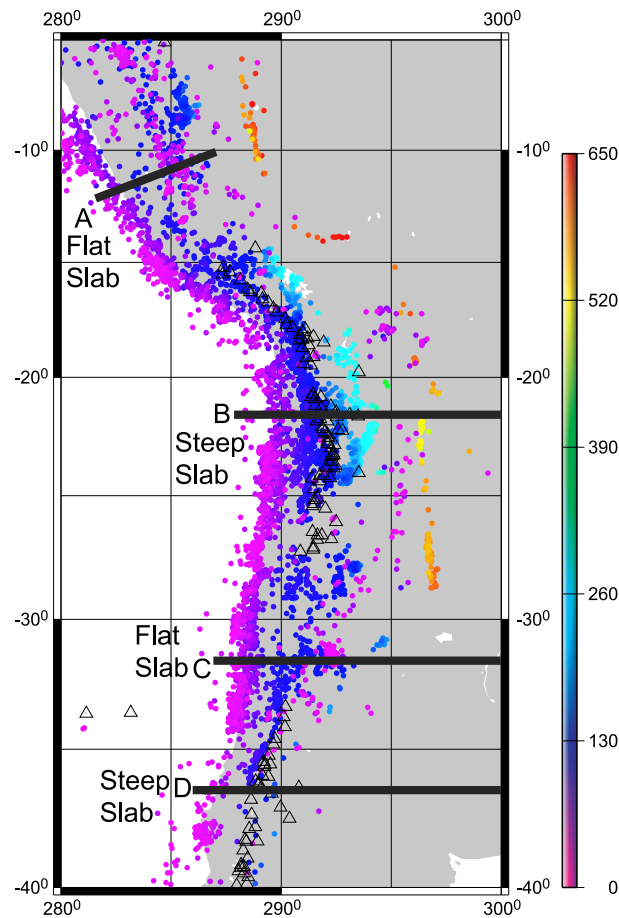


FIG. 3.2.6 – *Epicentres des séismes sous l'Amérique du Sud. Les triangles noirs indiquent le volcanisme. Le volcanisme dénote les secteurs où le panneau plongeant est peu penté. Les segments noirs indiquent les profils des modèles.*

les conditions aux limites pour que ces profils soient en équilibre de contraintes à l'actuel, mais ne dépend pas du chemin suivi par ces contraintes. Par souci de clarté, et parce que la friction interplaque est un processus très mal connu, nous avons supposé dans les modèles directs que les conditions aux limites étaient constantes au cours du temps. Or, il est clair que certains paramètres variables dans le temps exercent une influence sur la friction interplaque. Ainsi, la vitesse de convergence entre les plaques Nazca et sud-américaine a diminué au cours du temps et l'angle de convergence a également changé (Pardo-Casas et Molnar, 1987 ; Somoza, 1998). Dans les applications du chapitre 2, la friction basale a été réhaussée de 20 à 30% par rapport aux résultats de l'inversion, de manière à atteindre l'équilibre en un temps qui est celui de la formation des Andes. Ce second argument nous laisse supposer que les conditions aux limites n'ont pas été constantes au cours du temps.

L'inclinaison du plan de Benioff a pu également changer au cours du temps. La subduction de rides plus légères change l'inclinaison de la subduction en augmentant la flottabilité du panneau plongeant. Ainsi, le passage en subduction de la ride Juan Fernandez sous la marge sud-américaine sur les 25 derniers Ma (Yañez et al., 2001) pourrait modifier l'inclinaison de la plaque subductée, et par la même, la friction interplaque. Cependant, la distribution des épicentres des séismes au contact entre les deux plaques (fig. 2.3.9) ne montre pas de corrélation avec le pendage ultérieur dans le manteau plus profond. Si la densité des séismes doit être corrélée avec le profil de friction, il apparaît que les segments *B* et *C* sont en friction efficace sur une plus longue distance (figs. 3.2.6 et 2.3.9) ; cette observation est en accord nos résultats. Nous supposons donc qu'il n'y a pas de corrélation entre profil de friction et pendage du panneau plongeant, et que la friction interplaque ne dépend que de la vitesse et de l'angle de convergence.

On suppose une relation linéaire entre la friction basale Σ et l'angle de convergence α , ainsi qu'entre la friction basale et la vitesse de convergence v . La friction basale s'écrit

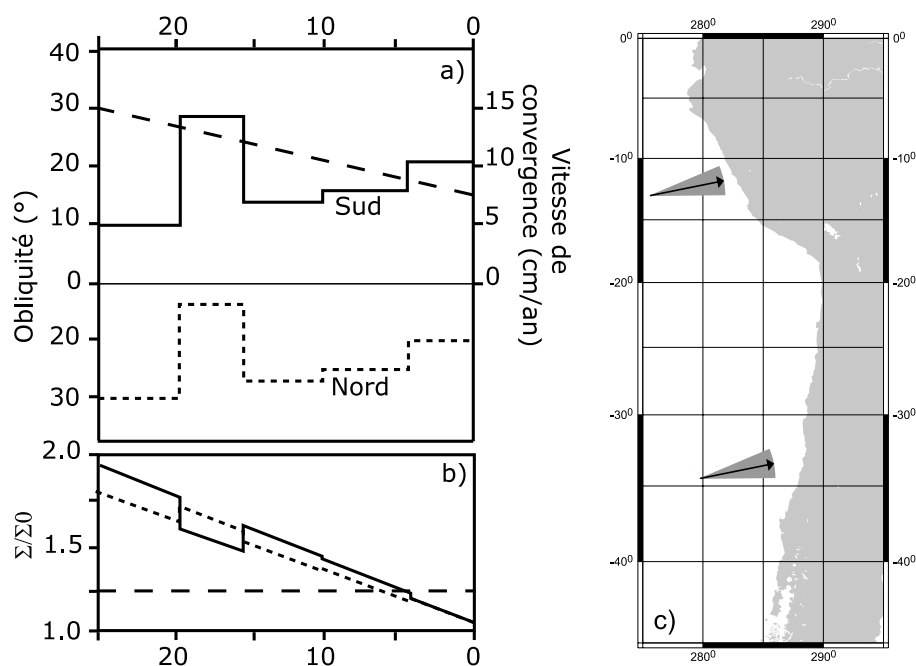


FIG. 3.2.7 – a) Variations de la vitesse de convergence (tiretés) et de l'obliquité de la convergence sur les segments nord des Andes (12°S, pointillés) et sud (22°S, trait plein), d'après Somoza (1998). b) Variation de la friction interplaque au cours du temps, pour les Andes du nord (pointillés) et du sud (trait plein). La friction basale dans la section 2.3.3 (tiretés) est réhaussée par rapport aux résultats de l'inversion, pour une convergence constante. c) Variations extrêmes de direction de convergence Nazca / S.Am.

alors :

$$\Sigma = \Sigma_0 \cos \alpha \frac{v}{v_0}, \quad (3.2.4)$$

où Σ_0 et v_0 sont la friction basale actuelle (déduite de l'inversion), et la vitesse de convergence actuelle.

En changeant les conditions aux limites en fonction de la vitesse et de l'angle de convergence au cours du temps (en prenant les valeurs de Somoza, 1998, fig 3.2.7), les modèles directs prédisent naturellement des profils d'épaisseur crustale identiques à ceux obtenus précédemment, après 25-30 Ma, mais l'histoire de l'orogène et l'état de contrainte sont modifiés (fig. 3.2.8). L'orogénèse est beaucoup plus rapide et le régime tectonique devient extensif tandis qu'il est compressif pour un même profil crustal lorsque le profil de friction est constant dans le temps. Précédemment, la friction basale était réhaussée de manière

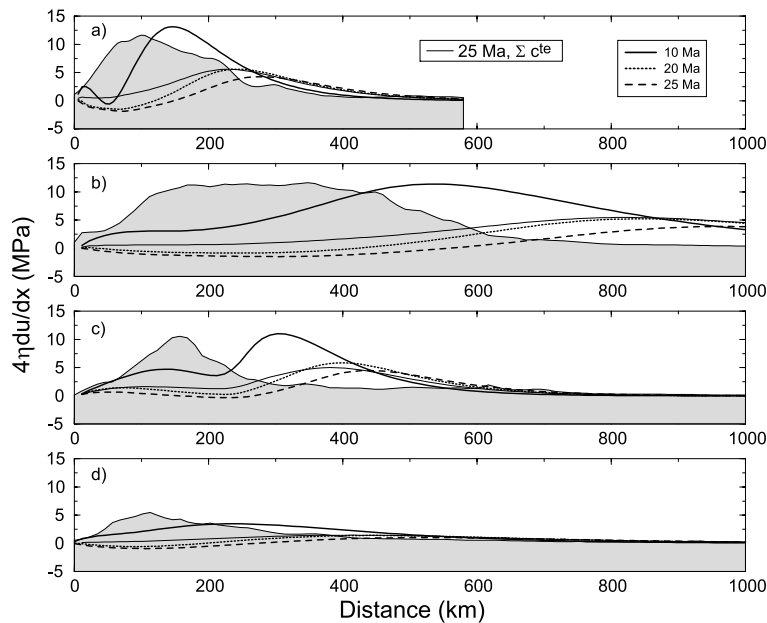


FIG. 3.2.8 – *Modélisation directe des contraintes visqueuses à 10, 20 et 25 Ma pour les 4 segments andins du chapitre 2 (fig. 2.3.8). La friction interplaque est une fonction de la vitesse et de l'obliquité de la convergence. Le trait fin donne la valeur des contraintes visqueuses à 25 Ma pour une friction interplaque constante (plus forte de 20-30% par rapport à la friction actuelle) obtenue dans les modèles directs de la section 2.3.3. Sur le segment D, la vallée longitudinale, qui n'est pas reproduite, a été ôtée.*

à “moyenner” celle-ci sur les derniers 25-30 Ma. Par conséquent, l'épaississement crustal aboutissait dans la période de temps souhaitée, mais dans un contexte compressif. En prenant en compte les variations de la friction basale au cours du temps, le profil crus-

tal est maintenant également obtenu en 25-30 Ma, mais dans un contexte plus extensif, puisque la friction interplaque a essentiellement diminué au cours du temps (fig. 3.2.7b) ; la friction est donc inférieure pour l'Actuel à celle utilisée dans la section 2.3.3. Ainsi, particulièrement pour les segments *A* et *B*, de l'extension gravitaire apparaît sur les maximums topographiques à mesure que la friction basale diminue. L'écart entre les contraintes déviatoriques inversées (fig. 2.3.10) et obtenues dans les modèles directs est dû aux profils de vitesse desquels sont déduites les contraintes déviatoriques : dans la section 2.3.2, ils sont imposés tandis que dans les modèles directs, ils sont libres ; c'est pourquoi aucune extension n'apparaît figure 2.3.10. La distribution géographique de l'effondrement gravitaire obtenus par les modèles directs correspond par ailleurs fidèlement à la distribution des contraintes extensives sur les Andes (figs. 1.2.6 et 3.2.9).

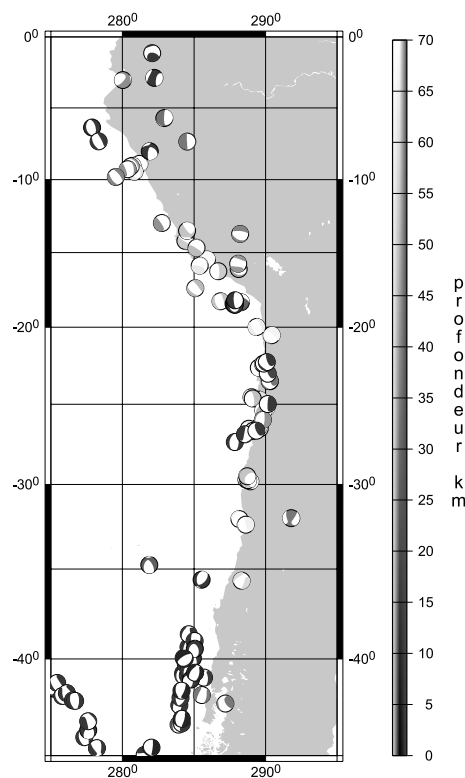


FIG. 3.2.9 – Mécanismes au foyer extensifs en Amérique du Sud (d'après le catalogue CMT de Harvard).

Un trait des Andes mal prédit par ces modèles est la depression observée à l'aplomb des segments de la plaque Nazca dont le pendage est fort (les différents segments sont indiqués fig. 3.2.6). Sur le segment sud (*D*), l'altitude devient négative formant une vallée marine parallèle à la marge. Dans le chapitre 2, celle-ci est présentée comme une zone en

extension, qui se serait ouverte tandis que la vitesse de convergence diminuait. Cependant, l'extension (fig. 3.2.9) semble localisée très en marge de la plaque sud-américaine. Une alternative serait l'entraînement de la plaque continentale dans la subduction lorsque le couplage devient très fort, comme le montrent Zhong et Gurnis (1994) ou Cattin et al. (1997) pour d'autres situations.

3.3 Un modèle simple pour toutes les marges actives ?

Les exemples précédents nous suggèrent que des équilibres de contraintes très semblables permettent d'expliquer l'ensemble des contextes tectoniques observés à l'aplomb des zones de subduction. Nous avons illustré cela à l'aide d'un modèle très simple qui, malgré ses approximations, présente une certaine robustesse pour illustrer des situations apparemment antinomiques.

Un telle approche permet de reconstituer l'état de contrainte moyen des plaques. L'ensemble des continents est représenté en compression, lorsque la vitesse de convergence reste constante. Si elle diminue, la marge passe alors en extension. Enfin, les altitudes élevées sont en extension lorsque les contraintes tectoniques sont dominées par les forces gravitaires. Ces résultats reproduisent bien les observations (Zoback, 1992a). Au premier ordre, celles-ci suggèrent une variation du régime tectonique corrélée avec l'altitude. A un ordre inférieur, elles sont très compressives sur le piedmont des chaînes de montagnes, ce qui est expliqué dans les modèles présentés par la résistance aux contraintes compressives, transmises depuis le contact entre les deux plaques, par la résistance au déplacement à la limite lithosphère / asthénosphère. Les contraintes, à l'échelle locale comme à l'échelle régionale, semblent correctement prédites dans les limites de ces approximations.

Examinons les limites imposées par ce modèle simple, par ses conditions aux limites fixées (y compris les moteurs de la déformation), par le choix d'une rhéologie simple (newtonienne et constante sur l'ensemble de la lithosphère), par l'approximation à une dimension et par le choix de profils de densité simples pour la croûte comme pour la lithosphère.

3.3.1 Comportement non-newtonien

Dans la section précédente, la rhéologie est linéaire. Cependant, les analyses en laboratoire sur des échantillons d'olivine indiquent qu'un comportement en loi de puissance est plus approprié (Ashby et Verall, 1978 ; Kirby, 1983 ; England, 1986), où le taux de de-

formation est fonction non linéaire de la température et du déviateur des contraintes, tel que :

$$\dot{\varepsilon} = C(\sigma_1 - \sigma_3)^n \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right), \quad (3.3.5)$$

avec C une constante caractéristique du matériau, σ_1 et σ_3 les contraintes principales, T la température, R la constante des gaz parfaits et Q l'énergie d'activation (*cf.* la description détaillée de England et McKenzie, 1982). On notera cependant que des relations rhéologiques de ce type n'ont été obtenues en laboratoire qu'à des vitesses de déformation infiniment supérieures aux vitesses de déformation géologiques.

On peut généraliser l'équation (3.3.5) sous la forme :

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = B^{-n} T^{n-1} \tau_{ij}, \quad (3.3.6)$$

où $T = (\tau_{ij}\tau_{ij})^{1/2}$ est le second invariant du tenseur des contraintes, et B est une constante (ou une fonction de la température si celle-ci est hétérogène). Le taux de déformation s'écrit $\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial j} + \frac{\partial u_j}{\partial i} \right)$. De l'équation (3.3.6) on peut considérer que la viscosité équivalente du matériau s'écrit :

$$\eta = B \dot{E}^{(\frac{1}{n}-1)}, \quad (3.3.7)$$

avec $\dot{E}$ le second invariant du tenseur de la déformation.

Les termes inertiels de l'équation de Navier-Stokes aux échelles de temps géologiques peuvent être négligés, et l'équation se réduit à :

$$\frac{\partial P}{\partial x_i} = \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} - \rho g \delta_{ij}, \quad (3.3.8)$$

avec $\delta_{ij} = (0,0,1)$, P la pression, et τ_{ij} les éléments du tenseur des contraintes déviatoriques. En approximant la lithosphère à une plaque mince, l'équilibre des contraintes donné par l'équation (2.2.8) s'écrit :

$$2BL\dot{E}^{(\frac{1}{n}-1)} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + 2L \frac{\partial u}{\partial x} \left(\frac{1}{n} - 1 \right) B\dot{E}^{(\frac{1}{n}-2)} \frac{\partial \dot{E}}{\partial x} + \Sigma = \frac{\rho_c g}{2} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m} \right) \frac{\partial M_C}{\partial x}. \quad (3.3.9)$$

Un coefficient de durcissement $n = 3$ (entre 2 et 4, plus largement) est classiquement utilisé (e.g. Ashby et Verall, 1978 ; Goetze, 1978, Kirby, 1983 ; Ranalli, 1995) mais cette extrapolation à partir des données expérimentales reste incertaine. De plus, une telle rhéologie ne modifie ici que peu la dynamique de la lithosphère. Les tests effectués avec une rhéologie

non newtonienne sont très semblables aux précédents (fig. 3.3.10), et nous ne étendrons

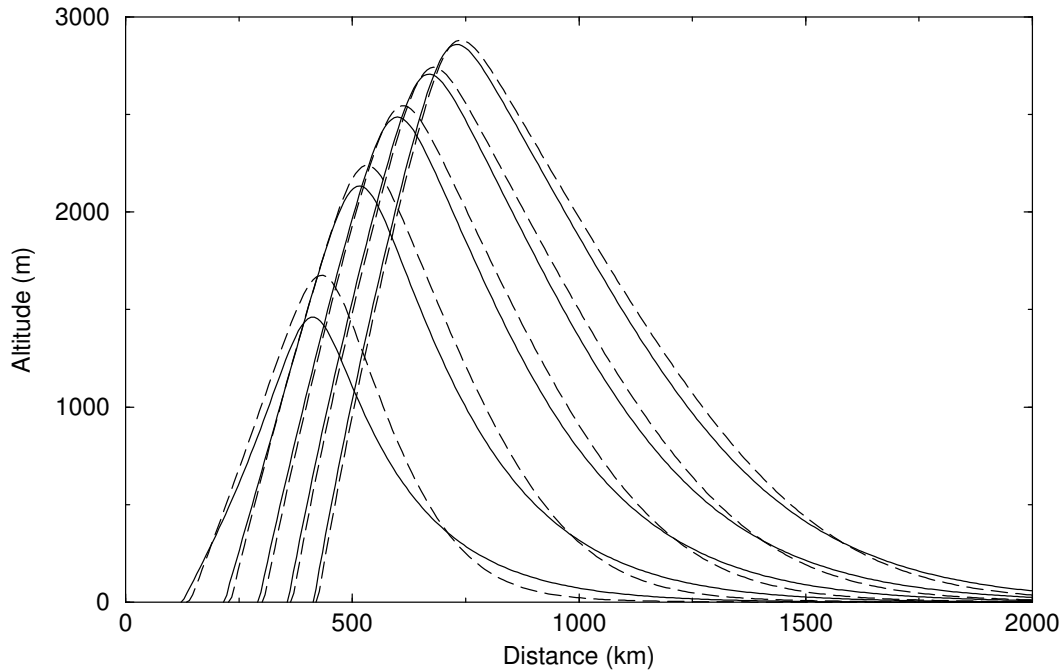


FIG. 3.3.10 – Evolution de la topographie pour une rhéologie non-linéaire (tiretés, $n=3$, description dans le corps du texte), par rapport à une rhéologie newtonienne (courbe continue). La friction interplaque maximale est telle que $\Sigma = \frac{\Sigma_0}{2} \left(1 - \tanh \frac{(x-x_\Sigma)}{\Delta_\Sigma} \right)$, où $\Sigma_0 = 20 \text{ MPa}$, $x_\Sigma = 300 \text{ km}$, $\Delta_\Sigma = 50 \text{ km}$; la contrainte normale en bord de plaque est telle que la différence d'épaisseur crustale à la marge soit équilibrée pour une croûte de 35 km d'épaisseur. La densité de la croûte est de 2800 kg m^{-3} et celle du manteau de 3200 kg m^{-3} ; l'épaisseur crustale initiale est de 35 km . La viscosité est décrite par $\eta = B \dot{\epsilon}^{(\frac{1}{n}-1)}$, avec $B = \eta_0 \left(\frac{D}{v} \right)^{(\frac{1}{n}-1)}$ où $\eta_0 = 2.10^{21} \text{ Pa s}$ est la viscosité de référence.

pas sur ces résultats. England et McKenzie (1982) n'obtiennent pas non plus de résultats très différents selon la rhéologie choisie.

Dans la section 2.3.2, les contraintes visqueuses, déduites de l'inversion de la topographie sur les Andes sont beaucoup moindres que les autres contraintes en jeu, puisqu'elles sont prédites avec des maxima de 10 MPa (fig. 2.3.10), tandis que les autres composantes sont de l'ordre de 50 MPa en moyenne (2.3.9). La viscosité contrôle les contraintes visqueuses, et les variations induites par ces taux de déformations pour une rhéologie non linéaire ne sont pas suffisantes pour affecter significativement la dynamique. Les résultats obtenus avec une rhéologie newtonienne permettent alors de comprendre la dynamique de la lithosphère de la même manière.

3.3.2 1 ou 2 dimensions ?

La déformation des plaques a été décrite jusqu'alors en coupes parallèles à la convergence. Cependant, les zones de subduction peuvent être localement courbes. Au Sud du Pérou par exemple, la marge et les directions structurales andines sont très obliques par rapport à la convergence. Le moment crustal varie donc fortement orthogonalement à la convergence (fig. 3.3.11). Le gradient du moment crustal devient très fort vers le Nord à

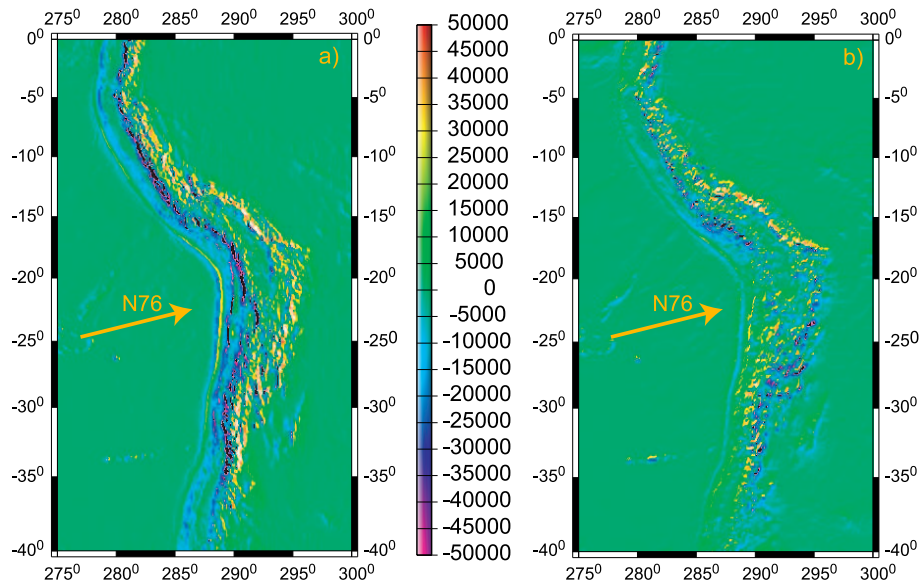


FIG. 3.3.11 – Composantes parallèles (a) et orthogonales (b) à la convergence du moment crustal, déduit de la topographie (isostasie locale) pour les Andes entre 40°S et 0°. Ces grandeurs correspondent aux gradients du carré de l'épaisseur crustale parallèlement et perpendiculairement à la direction de convergence, respectivement. La flèche donne la vitesse relative entre les plaques Nazca et S.Am.

mesure que le segment pivote et laisse supposer que l'équilibre des contraintes change.

Une première approximation dans la section précédente montre que ce forçage explique l'extension N-S décrite sur cette zone (Sébrier et al., 1985 ; Mercier et al., 1992, et fig. 3.2.9). La composante extensive N-S de la déformation est un réajustement suite à la diminution des contraintes normales à la chaîne. De la même manière, la déformation du piedmont montre des structures compressives dont la vergence est vers l'ENE (e.g. Baby et al., 1995). Celles-ci soulignent soit l'effondrement progressif de la chaîne à mesure que le segment sud péruvien tourne et devient normal à la convergence (cf. chapitre 2), soit une composante de la déformation oblique à la convergence mais orthogonale à la marge, où l'avant-pays amazonien devient une rampe latérale. Les données GPS (Nora-

buena et al., 1998 ; Bevis et al., 1999) privilégient un champ de déplacement actuel globalement parallèle à la convergence Nazca-S.Am (fig. 3.3.12). La formation de l'orocline

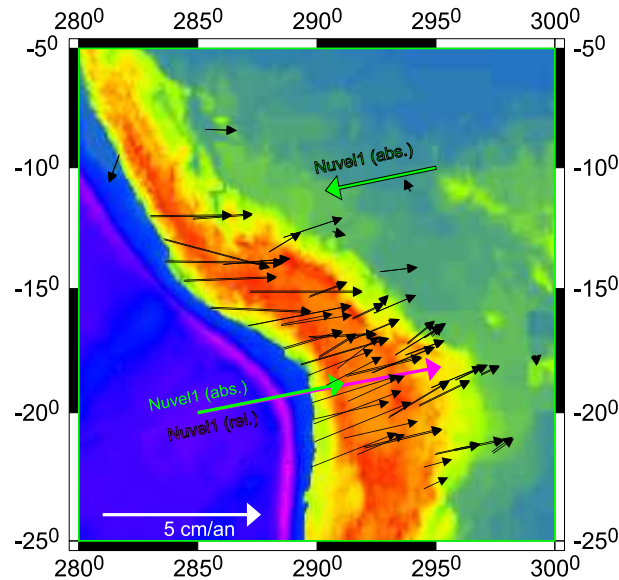


FIG. 3.3.12 – Vitesses GPS sur les Andes Centrales (d'après Norabuena et al., 1998, et Bevis et al., 1999), et vitesses NUVEL1 (DeMets et al., 1990).

andin implique un forçage orthogonal à la convergence, c'est-à-dire que soit la viscosité de la lithosphère, soit les conditions aux limites varient également orthogonalement à la convergence.

Le déplacement et la déformation des plaques peut se décomposer en une composante de divergence au niveau des rides/convergence aux niveau des subductions (champ poloïdal) et une composante rotationnelle (champ toroïdal ou vorticité) qui inclut tous les mouvements obliques par rapport aux directions de divergence/convergence (Hager et O'Connell, 1978). Le premier traduit un mouvement selon la verticale et le second une rotation dans le plan horizontal (fig. 3.3.13). La rotation du segment sud-péruvien est un

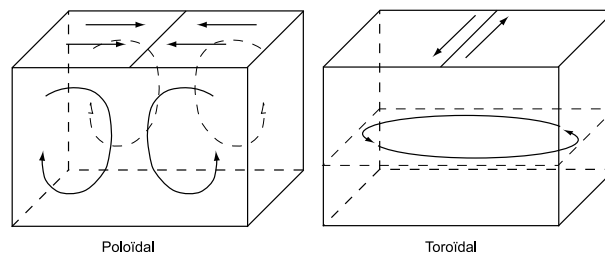


FIG. 3.3.13 – Description schématique des composantes poloïdale et toroïdale.

exemple de mouvement toroïdal. Sur les 120 derniers Ma, Lithgow-Bertelloni et al. (1993) mentionnent un rapport toroïdal/poloïdal variable dans le temps. Bercovici et al. (2000) constatent l'existence d'un champ toroïdal mais soulignent qu'il est très difficile de l'expliquer sans forçage supplémentaire, soit par les conditions aux limites, soit par une variation latérale de viscosité. Les équations du chapitre 2 rapportées en 2D (annexe) indiquent que sans variation orthogonale à la convergence de la friction basale (ou sans variation de la viscosité), il n'y a pas de mouvement toroïdal. Sans hétérogénéité distribuée selon un axe orthogonal à la convergence, le système peut donc être résolu en une dimension. Une implication de cette première approche de la déformation en deux dimensions est que sans terme source supplémentaire, l'orocline n'aurait pu se former. La friction basale est probablement le facteur déterminant pour expliquer sa formation. Le pendage de la plaque Nazca varie dans l'espace et dans le temps (Yañez et al., 2001). Ces variations -soulignées actuellement par le volcanisme, la sismicité, le plan de Benioff- ont pu modifier la friction interplaque, induire des variations orthogonales à la convergence, et générer le mouvement toroïdal requis.

3.4 Moteurs lithosphériques de la déformation

3.4.1 Le rôle de la lithosphère dans la collision

Jusqu'à présent, nous avons introduit le moteur de la déformation par un terme source à la base de la lithosphère (equation (3.4.10) du chapitre 2), qui vise à établir l'équilibre des forces.

$$4\eta L \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + 4L \frac{\partial u_x}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \Sigma = \frac{\rho_c g}{2} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m} \right) \frac{\partial M_C}{\partial x} \quad (3.4.10)$$

où M_C est le moment crustal ($= S^2$) et Σ la friction à la base de la lithosphère. Bien que soumise au même champ de vitesse que la croûte, on admet ici implicitement que le manteau lithosphérique conserve son épaisseur puisque l'intégration sur la verticale se fait sur l'épaisseur constante L . Néanmoins, ceci n'a qu'une incidence de deuxième ordre sur la dynamique de l'orogène, les variations de l'épaisseur lithosphérique L étant négligeables devant les variations de $\frac{\partial u}{\partial x}$. Ceci reste vrai dans la mesure où on ne considère pas de variations latérales de densité entre le manteau lithosphérique et le manteau asthénosphérique, et seules les variations latérale de densité dues à l'épaississement crustal (moment crustal

M_C) donnent un retour sur la dynamique (equation (2.2.11) du chapitre 2).

$$\frac{\partial M_C}{\partial t} + 2M_C \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial M_C}{\partial x} = 0. \quad (3.4.11)$$

Dans les calculs précédents, nous avons admis implicitement que le manteau lithosphérique avait une densité égale à celle du manteau asthénosphérique. En réalité, le manteau lithosphérique a une densité supérieure, puisqu'il est plus froid. On trouve dans la littérature des valeurs moyennes de 2800 kg m^{-3} pour la croûte, 3225 kg m^{-3} pour le manteau lithosphérique et 3200 kg m^{-3} pour le manteau asthénosphérique. La différence de densité entre les manteaux lithosphériques et asthénosphériques tend à faire s'enfoncer la lithosphère. C'est par ailleurs le moteur principal du refroidissement du manteau. Lorsque déstabilisée, la lithosphère introduit des variations latérales de densité : c'est, en quelques mots, le principe de la convection.

Au regard de la variation de densité entre la croûte et le manteau, la variation de densité entre les manteaux lithosphérique et asthénosphérique paraît insignifiante. Cependant, le moment varie en fonction du carré de l'épaisseur ; c'est pourquoi le manteau asthénosphérique, dont l'épaisseur est souvent plus importante que celle de la croûte, peut avoir un moment comparable en intensité au moment crustal (mais de signe contraire) lorsque son épaisseur s'accroît.

Dans un premier temps, les effets du manteau lithosphérique sur la dynamique de la croûte seront examinés en considérant la lithosphère comme une entité minéralogique ; son épaisseur reste proportionnelle à celle de la croûte. Cependant, en termes de géodynamique, le manteau lithosphérique n'a de signification que thermique puisque ce sont ses variations de densité, dues aux variations de température, qui contrôlent la dynamique. C'est pourquoi dans un deuxième temps, les implications d'une lithosphère thermique sont prises en compte. Le manteau lithosphérique est soumis au même champ de vitesse que la croûte, mais un terme de diffusion est ajouté, et les forces de volume du manteau lithosphérique dues à sa flottabilité négative en dépendent.

3.4.2 Influence d'une lithosphère "minéralogique"

De la même manière que précédemment, on montre que les contraintes dues à la flottabilité s'écrivent maintenant :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{L+h} \int_{L+h}^z \rho g dz &= \frac{\partial}{\partial x} g \left(\frac{1}{2} \rho_c S^2 (1 - \rho_c / \rho_m) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} \rho_Q Q^2 (1 - \rho_Q / \rho_m) + S Q \rho_c (1 - \rho_Q / \rho_m) \right), \end{aligned} \quad (3.4.12)$$

où Q est l'épaisseur du manteau lithosphérique, ρ_Q la densité du manteau lithosphérique, et h l'altitude.

Et en conservant le même formalisme que précédemment, on peut réécrire l'équilibre vertical des contraintes intégré sur l'épaisseur totale de la lithosphère de la manière suivante :

$$\begin{aligned} 4L \frac{\partial}{\partial x} \eta \frac{\partial u}{\partial x} + \Sigma_{xz} &= \frac{\rho_c g}{2} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m} \right) \frac{\partial S^2}{\partial x} \\ &\quad + \frac{\rho_Q g}{2} \left(1 - \frac{\rho_Q}{\rho_m} \right) \frac{\partial Q^2}{\partial x} + \rho_c g \left(1 - \frac{\rho_Q}{\rho_m} \right) \frac{\partial S Q}{\partial x}. \end{aligned} \quad (3.4.13)$$

Le terme de droite représente la somme des forces de flottabilité, positives pour la croûte, qui "résiste" à la convergence, négative pour le manteau lithosphérique, qui "conduit" la convergence (fig. 3.4.14).

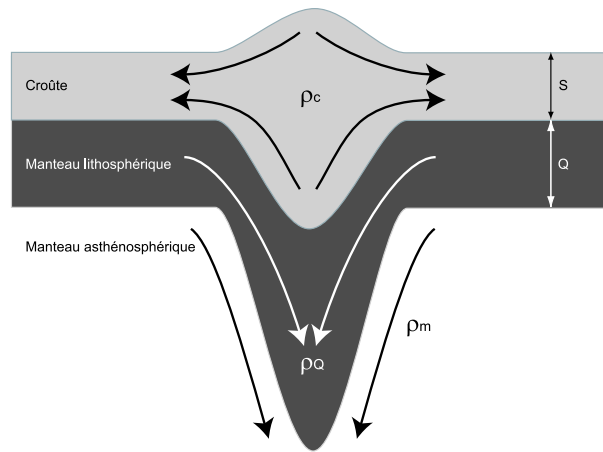


FIG. 3.4.14 – Contraintes de flottabilité dans la lithosphère. Au regard de la densité du manteau asthénosphérique ρ_m , celle de la croûte ρ_c est faible et induit une flottabilité positive, celle du manteau lithosphérique ρ_Q est forte et induit une flottabilité négative. C'est la somme de ces flottabilités qui caractérise le nombre d'Argand Ar .

En se plaçant dans le cas où le rapport des épaisseurs de la croûte et de la lithosphère reste constant au cours du temps (c'est-à-dire que les deux sont soumises au même champ de vitesse et qu'aucune diffusion n'intervient dans la lithosphère), les équations de transport des moments de densité pour la croûte d'épaisseur S et le manteau lithosphérique d'épaisseur Q s'écrivent :

$$\begin{cases} \frac{\partial S^2}{\partial t} + 2S^2 \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial S^2}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial Q^2}{\partial t} + 2Q^2 \frac{\partial u}{\partial x} + u \frac{\partial Q^2}{\partial x} = 0 \end{cases} \quad (3.4.14)$$

En posant $Q/S = \alpha$, où α est une constante, les contraintes de flottabilité données par l'équation (3.4.12) s'écrivent :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{L+h} \int_{L+h}^z \rho g dz = \left(\rho_c \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) + \rho_Q \left(1 - \frac{\rho_Q}{\rho_m}\right) \alpha^2 + 2\rho_c \left(1 - \frac{\rho_Q}{\rho_m}\right) \alpha \right) g \frac{\partial S^2}{\partial x}. \quad (3.4.15)$$

De cette manière on peut introduire un nouveau nombre d'Argand qui caractérise la flottabilité totale de l'ensemble croûte et manteau lithosphérique ; celui-ci est discuté brièvement section 2.2.2.

Dans ce cas où le rapport d'épaisseur est conservé, le nombre d'Argand s'écrit en fonction de α (sans dimension) :

$$Ar = \frac{gL^2}{2\eta_0 u_0} \left(\rho_c \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) + \rho_Q \left(1 - \frac{\rho_Q}{\rho_m}\right) \alpha^2 + 2\rho_c \left(1 - \frac{\rho_Q}{\rho_m}\right) \alpha \right). \quad (3.4.16)$$

Lorsque le nombre d'Argand Ar est négatif, la lithosphère se déstabilise et devient moteur de la collision. La figure 3.4.15 montre cette incidence en fonction du rapport des épaisseurs de la croûte S et du manteau lithosphérique Q pour deux modèles de densité. Dans les deux cas, la différence de densité entre la croûte et le manteau asthénosphérique est de 400 kg m^{-3} ; en (i) la différence de densité entre le manteau lithosphérique et le manteau asthénosphérique est de 50 kg m^{-3} , tandis qu'en (ii), elle n'est que de 25 kg m^{-3} . Le manteau lithosphérique a un effet déstabilisateur tandis que la croûte tend à restaurer l'équilibre initial.

Lorsque la couche inférieure (manteau lithosphérique) est 2 à 3 fois plus épaisse que la couche supérieure (croûte) les forces de volumes s'annulent et la flottabilité n'a plus d'incidence sur la dynamique du système. Lorsque α est inférieur à 2-3, la flottabilité de l'ensemble (Ar) est positive et résiste au forçage extérieur, et inversement le nombre d'Argand

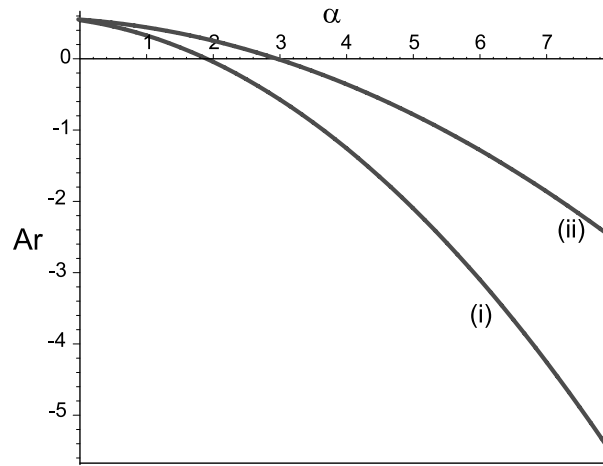


FIG. 3.4.15 – Evolution du nombre d'Argand dans le cas d'un système à deux couches en fonction du rapport α de leurs épaisseurs. La couche supérieure est légère au regard du fluide que le dispositif surmonte ; elle représente la croûte, sa flottabilité est positive ; la couche inférieure est dense et figure le manteau lithosphérique, sa flottabilité est négative. Les densités de la croûte ρ_c , du manteau lithosphérique ρ_Q et du manteau asthénosphérique ρ_m sont respectivement (i) 2800 kg m^{-3} , 3250 kg m^{-3} et 3200 kg m^{-3} , et (ii), 2800 kg m^{-3} , 3225 kg m^{-3} et 3200 kg m^{-3} . η_0 vaut $10^{22} \text{ Pa s}^{-1}$ et u_0 $0,1 \text{ m/an}$.

est négatif lorsque α est supérieur à 2-3. La figure 3.4.16 montre l'évolution du moment crustal maximal au cours du temps en fonction de α et du contraste de densité, pour une lithosphère pré-épaissie. Son état initial est figuré par une gaussienne. Le système évolue sous l'effet des hétérogénéités de densité. Lorsque α est trop faible, le système revient à l'équilibre sous le poids de la croûte. Inversement, lorsque α devient grand (>2 pour une densité du manteau lithosphérique de 3250 kg m^{-3} , >3 pour une densité du manteau lithosphérique de 3225 kg m^{-3}), le système se déstabilise de plus en plus vite. Le manteau lithosphérique déstabilise le système et force la collision et l'épaississement.

Ce modèle ne prend pas en compte l'initiation de la collision par un terme source supplémentaire. La figure 3.4.17 montre les effets cumulés de la friction interplaque et de la déstabilisation de la lithosphère. A l'état initial, la croûte et le manteau lithosphérique ont des épaisseurs uniformes. Lorsque les valeurs de α sont petites, la croûte domine effectivement et le moment maximal tend vers une valeur critique. Sur la figure 3.4.15, il apparaît que lorsque $\alpha = 3$, le nombre d'Argand Ar devient nul (lorsque $\Delta\rho = 25 \text{ kg m}^{-3}$) ; on pourrait s'attendre à ce que la croissance du moment soit linéaire dans le temps, puisque la flottabilité (donnée par le nombre d'Argand) est nulle. Sur la figure 3.4.17, le système semble être déjà déstabilisé pour $Ar = 3$. L'équilibre des contraintes dépend à la fois

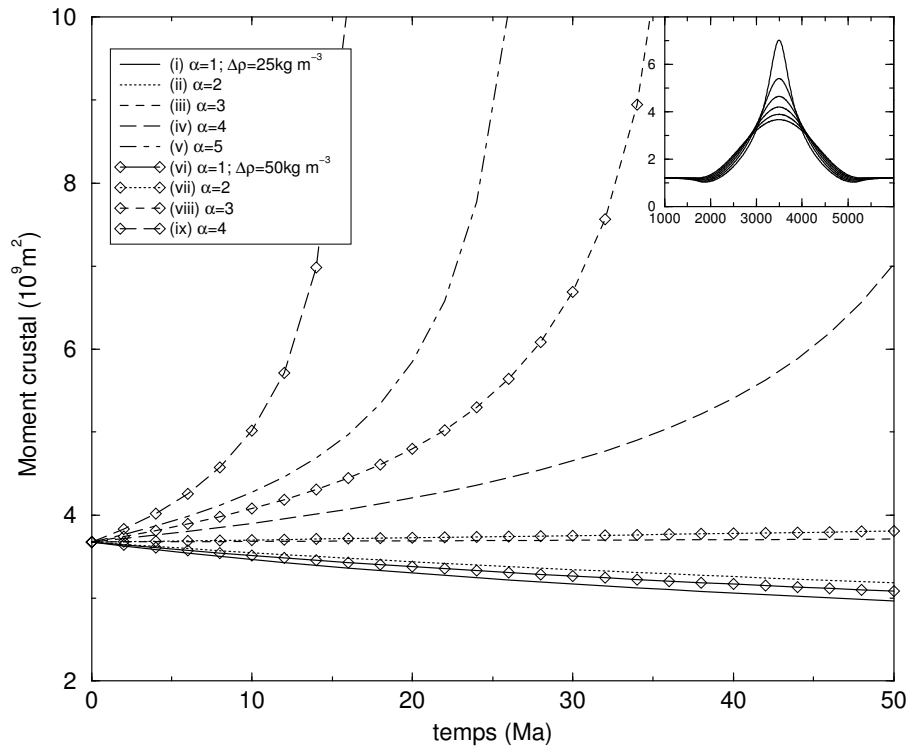


FIG. 3.4.16 – *Evolution temporelle des instabilités lithosphériques, en fonction du rapport α des épaisseurs de la croûte et du manteau lithosphérique. Les courbes donnent l'évolution du moment crustal maximal avec $\rho_Q = 3225 \text{ kg m}^{-3}$ pour α variant entre 1 et 5 (courbes (i) à (v)), et avec $\rho_Q = 3250 \text{ kg m}^{-3}$ pour α variant entre 1 et 4 (courbes (vi) à (ix)). η vaut $10^{22} \text{ Pa s}^{-1}$. $\Delta\rho$ donne la différence entre ρ_Q et ρ_m . Le profil initial du moment crustal est une gaussienne (l'évolution du profil du moment crustal figure en cartouche pour $\alpha=4$).*

des flottabilités cumulées de la croûte et du manteau lithosphérique d'une part, mais aussi des conditions aux limites, dans notre cas la friction interplaque (*cf.* équation 3.4.13). La déstabilisation de la lithosphère est naturellement d'autant plus amplifiée que cette contrainte est grande.

En domaine cratonique, il est généralement admis que la croûte a une épaisseur de l'ordre de 35 km tandis que le manteau lithosphérique sous-jacent atteint 70 km, soit 2 fois plus que la croûte. Le nombre d'Argand Ar devient alors faible. Cependant, les méthodes d'observation géophysique (gravimétrie, tomographie *etc*) laissent supposer qu'à l'aplomb des zones de subduction, la lithosphère est amincie (*cf.* tomographie globale de Bijwaard et Spakman (1998) par exemple). La flottabilité apparaît donc essentiellement dominée par la croûte au niveau des zones de subduction, ce qui semble valider le modèle de départ qui

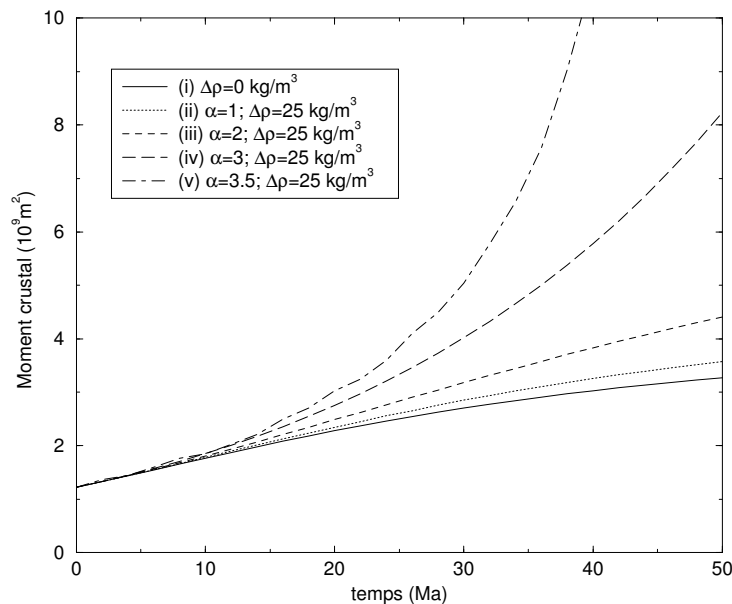


FIG. 3.4.17 – Evolution du moment crustal maximal au cours du temps, en fonction du rapport α des épaisseurs de la croûte et du manteau lithosphérique, en réponse aux effets cumulés de la friction interplaque et des instabilités gravitationnelles. La courbe continue donne l'évolution du moment crustal maximal en absence de moment du manteau lithosphérique M_Q , pour $\rho_c = 2800 \text{ kg m}^{-3}$ et $\rho_m = 3200 \text{ kg m}^{-3}$. Les courbes discontinues donnent l'évolution du moment crustal maximal avec $\rho_Q = 3225 \text{ kg m}^{-3}$ pour $\alpha = 1$ (i), 2 (ii), 3 (iii) et 3.5 (iv). η vaut $10^{22} \text{ Pa s}^{-1}$. $\Delta\rho$ donne la différence entre ρ_Q et ρ_m .

attribue une importance mineure au manteau.

3.4.3 Influence d'une lithosphère thermique

Les racines lithosphériques ne pilotent pas seules la dynamique des chaînes de montagnes. Pourtant, lorsque leurs masses deviennent significatives, elles peuvent éventuellement accélérer le processus. Sans déstabilisation de la lithosphère, le moteur principal de la déformation est donc les contraintes aux limites, qui est introduit comme la friction interplaque dans le chapitre 2. Ce terme source est lui même induit par les variations latérales de densité qui pilotent la subduction. En effet, la traction du panneau plongeant est le mécanisme prépondérant de la tectonique des plaques, et la friction interplaque en dépend directement. On peut alors élargir le champ d'investigation en considérant les effets de la flottabilité négative d'une lithosphère thermique. Si le manteau lithosphérique et la croûte sont soumis au même champ de vitesse, les effets déstabilisateurs du manteau lithosphérique sont en compétition avec les effets stabilisateurs de la croûte. Un tel système

accélère significativement la dynamique du système et peut induire l’orogénèse (e.g. Houseman et al., 1981 ; Neil et Houseman, 1999 ; Conrad, 2000).

Un manteau lithosphérique minéralogique était introduit précédemment en attribuant un moment négatif à la lithosphère. Seul le nombre d’Argand était alors modifié. Pour une lithosphère thermique, le moment est aussi affecté. Plaçons-nous dans ce cas, c’est-à-dire que les variations latérales de son moment sont contrôlées d’une part par l’advection puisqu’il est soumis au même champ de vitesse que la croûte, mais aussi par la diffusion. La dynamique d’une lithosphère thermique seule est décrite par Lémery et al. (2000) et Lémery (2001). Nous nous proposons maintenant de reprendre cette approche en y ajoutant les effets stabilisateurs de la croûte. Supposons donc maintenant que la dynamique du système est auto-entretenu. Aucun forçage n’est imposé, seules les forces de flottabilité sont considérées comme motrices. Les contraintes dues à la flottabilité peuvent se réécrire telles que :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{L+h} \int_{L+h}^z \rho g dz = \frac{\partial}{\partial x} (M_C^* + M_L), \quad (3.4.17)$$

où M_C^* et M_L sont les moments liés aux variations de densité “chimique” (par souci d’homogénéité dans ce formalisme, on appelle maintenant moment M_C^* le produit du moment crustal -tel que défini chapitre 2- et du nombre d’Argand.), et aux variations de densité “thermique” $\rho_0 \gamma T$ où la densité de la lithosphère est fonction de la température, avec γ le coefficient de dilatation thermique, T la température, ρ_0 la densité de référence. Le moment thermique M_L s’écrit, en fonction des différences de densité (cf. Lémery, 2001) :

$$M_L = \int_0^{L+h} z \rho_0 \gamma (T - T_m) dz. \quad (3.4.18)$$

Le moment thermique a un signe déstabilisateur (négatif) car la température dans la lithosphère T est inférieure à la température dans le manteau T_m . L’équation de la chaleur s’écrit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla T = \kappa \nabla^2 T + \frac{A}{C_p}, \quad (3.4.19)$$

où $\mathbf{v} \nabla T$ est le terme d’advection, $\kappa \nabla^2 T$ la diffusion (avec κ la diffusivité), A la production radiogénique de chaleur par unité de volume et C_p la capacité calorifique. Après multiplication par $z \rho_0 \gamma$ et intégration de (3.4.19), en négligeant la production de chaleur radiogénique, on détermine la variation du moment lithosphérique dans le temps telle que,

en 2 dimensions horizontales (après adimensionalisation, cf. Lémery et al., 2000) :

$$\frac{\partial M_L}{\partial t} + \mathbf{v}_H \nabla_H M_L + 2M_L \nabla_H \mathbf{v}_H = \nabla_H^2 M_L - 1, \quad (3.4.20)$$

où l'indice H indique que seules les dérivées dans le plan horizontal interviennent. L'équation de transport du moment thermique est très semblable à celle du moment minéralogique (3.4.11) mais deux termes de diffusion thermique sont ajoutés dans le membre de droite, un terme en Laplacien horizontal tend à homogénéiser le moment thermique et l'autre terme (-1) indique que le refroidissement de la lithosphère diminue linéairement son moment (l'épaisseur de la lithosphère croît en $\sqrt{t}$, son moment comme t).

On suppose que la croûte et le manteau lithosphérique sont entièrement couplés, et donc soumis au même champ de vitesse $\mathbf{v}$. La dynamique du système est contrôlée par l'équilibre des contraintes (3.4.10) qui définit le champ de vitesse, et par les deux équations de transport des moments minéralogiques M_C (3.4.11) et thermiques M_L (3.4.20), la somme de ces deux moments donnant le moment total de la lithosphère. Pour la résolution, on se place en une dimension, dans l'espace des fréquences. De la même manière que dans la section précédente, examinons l'incidence d'une anomalie du moment. Supposons une croûte homogène et un manteau lithosphérique surépaissi localement. La figure 3.4.18 montre l'évolution du système avec le moment lithosphérique M_L seul (à gauche), et avec le moment crustal M_C surimposé (à droite). Le moment thermique diffuse verticalement au cours du temps, ce qui se caractérise par une augmentation générale de son intensité au cours du temps. L'anomalie du moment thermique induit également un champ de vitesse centré dirigé vers le minimum du moment, qui agit comme un puit de vitesse. Celui-ci déstabilise le système de plus en plus intensément : le moment décroît de plus en plus vite et la vitesse sur l'anomalie devient très grande. L'analogie avec les subductions comme moteur de la déformation dans ce cadre est décrite par Lémery et al. (2000).

Les graphiques de droite (fig. 3.4.18) mettent en évidence les effets stabilisateurs du moment crustal. Le moment thermique domine et le système se déstabilise également. Cependant, les effets du moment thermique sont contrecarrés par la flottabilité positive de la croûte, et le temps caractéristique devient plus grand. L'équilibre des forces met en jeu les variations latérales de la somme des moments (relation 3.4.17). C'est pourquoi en présence de croûte, une période de diffusion verticale du moment thermique précède la déstabilisation. Ce délai est nécessaire pour que la somme des moments puisse

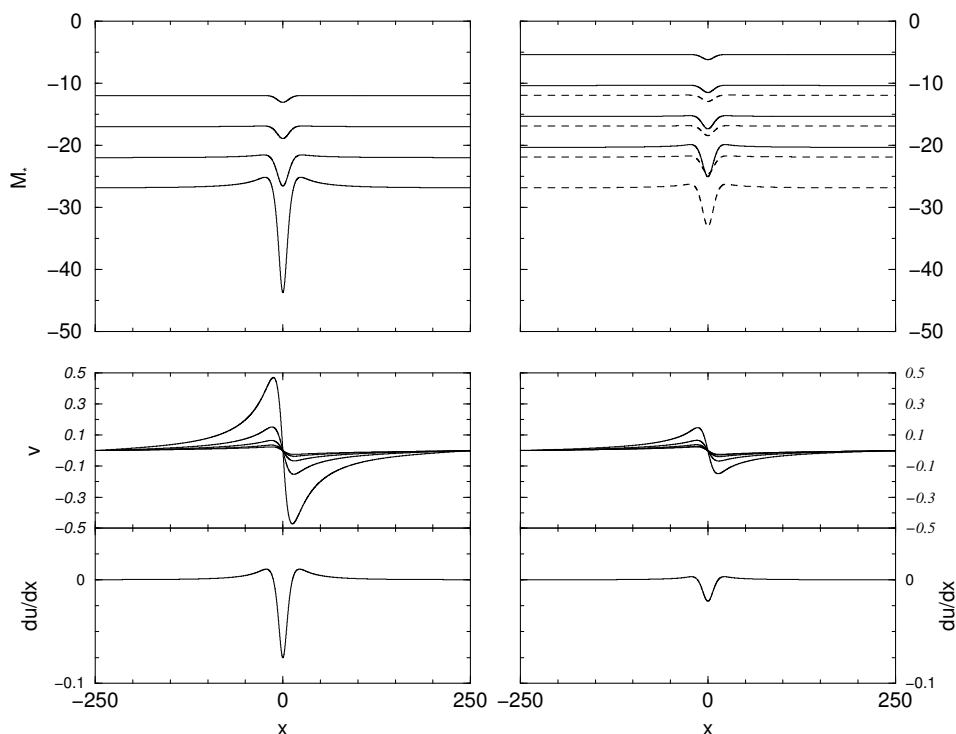


FIG. 3.4.18 – *Evolution temporelle du moment lithosphérique total $M(= M_C + M_L)$ et du champ de vitesse v , sans croûte (à gauche) et avec croûte (à droite). Les courbes tiretées donnent l'évolution du moment thermique seul. En l'absence de croûte, moment thermique M_L et moment total M sont confondus. Lorsque du/dx est négatif, le régime tectonique est compressif. Les grandeurs sont sans dimension.*

être significativement négative. Lorsque le moment lithosphérique est celui d'un manteau minéralogique (section 3.4.2), le nombre d'Argand caractérise définitivement l'évolution du système (fig. 3.4.15). S'il est négatif, il y aura déstabilisation et inversement. Pour un moment thermique, la déstabilisation apparaît inexorablement lorsque la lithosphère a suffisamment diffusé. Ce système correspond à une orogénèse pilotée par la déstabilisation gravitationnelle du manteau, en accord avec les précédents travaux de Houseman et al. (1981) ou Conrad (2000). La dérivée de la vitesse $\partial u / \partial x$ caractérise le régime de contraintes. La viscosité de la plaque empêche l'existence d'un saut de vitesse (des vitesses dirigées vers la droite à celles dirigées vers la gauche) au pic de l'anomalie. Dans les deux cas, le système subit essentiellement une extension mineure, qui se caractérise par une diminution légère du moment lithosphérique de part et d'autre de l'anomalie. Cependant, au niveau des instabilités, le régime tectonique est très compressif. En présence de croûte, cette compression, bien que moins forte, peut induire des orogénèses auto-entretenues.

Cet exemple illustre la compétition entre le moment thermique et le moment minéralogique. Examinons maintenant l'évolution spontanée d'un système composé d'une croûte et d'une lithosphère dont les moments moyens sont constants latéralement. On impose une rugosité au moment thermique de manière à initier les instabilités. L'intégration des variations de densité afin de déterminer le moment thermique M_L se fait sur une épaisseur finie. Le moment thermique tend vers l'infini en un temps fini. Lorsque le moment thermique devient grand, son influence sur la dynamique du système tend, dans notre code numérique, vers une valeur limite choisie arbitrairement. Ce seuil essaie de prendre en compte le découplage partiel de la croûte et du manteau lithosphérique lorsque les vitesses deviennent grandes, ou un détachement gravitaire du manteau lithosphérique. En effet, dans la réalité, la croûte continentale n'est pas entraînée au-delà d'une certaine profondeur tandis que la subduction continue. L'Himalaya et le Tibet illustrent cette hypothèse. La croûte subit partiellement l'influence du moment thermique associé à la subduction indienne et s'épaissit.

La figure 3.4.19 montre la position des instabilités thermiques et crustales dans le temps, sans (a) et avec (b) un moment crustal. Dans les deux cas, les courtes longueurs

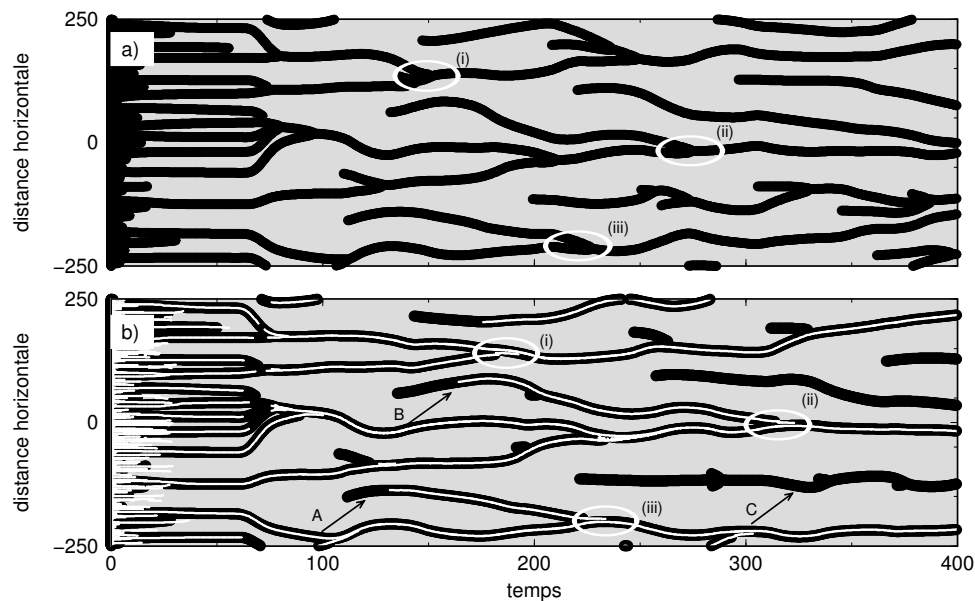


FIG. 3.4.19 – Localisation des instabilités gravitaires au cours du temps, sans croûte (a) et avec croûte (b). Les courbes noires et blanches indiquent les singularités du moment thermique et du moment crustal, respectivement. La représentation donne la position des singularités pour lesquelles la valeur du moment s'écarte d'une valeur moyenne. Les grandeurs sont sans dimension.

d'onde fusionnent rapidement et disparaissent au profit de plus grandes. Un régime statistiquement permanent entre en vigueur. De manière générale en présence de croûte, le système se déstabilise avec une plus grande longueur d'onde. Ainsi, après un délai, seules les grandes longueurs d'onde sont préservées et on dénombre 5 à 6 singularités du moment thermique en présence de croûte (fig. 3.4.19a) et 7 à 8 lorsque seul le moment thermique est actif (fig. 3.4.19b). Les effets stabilisateurs de la croûte sont également caractéristiques, par le délai de fusion des singularités. Les ellipses (i, ii, et iii) désignent les mêmes évolutions dans les deux cas. En présence de croûte, le délai est plus grand ; par exemple sur la figure 3.4.19 la fusion (i) s'effectue au temps 150 sans croûte tandis qu'en présence de croûte, elle n'intervient pas avant le temps 190.

Les instabilités dues au moment thermique accroissent le moment crustal de plus en plus rapidement à l'aplomb de celles-ci (fig. 3.4.19b). La croûte continentale se trouve entraînée sous l'effet du moment thermique, et des zones sont isolées où le moment crustal devient très faible : c'est l'océanisation (on rappelle que le moment crustal est une fonction de l'épaisseur crustale). Dans notre expérience, ceci est caractérisé par le délai de plus en plus grand pour établir une singularité crustale à l'aplomb des nouvelles instabilités du moment thermique, ainsi que l'indiquent les flèches sur la figure 3.4.19b : En A, l'épaississement crustal est presque immédiat tandis qu'en C, il n'y a plus d'épaississement possible, tout le matériel crustal ayant été impliqué dans d'autres instabilités.

Considérons maintenant le problème en deux dimensions. La figure 3.4.20 montre l'évolution des moments thermiques M_L et crustaux M_C au cours du temps. La situation initiale est la même que dans le cas précédent, rapporté à 2D. De la même manière qu'à une dimension, le moment lithosphérique pilote la déformation crustale. Dans les premiers pas de temps, chaque instabilité thermique entraîne un accroissement du moment crustal (les motifs sont les mêmes pour les deux moments au temps $t = 47$ fig. 3.4.20). Puis les courtes longueurs d'onde disparaissent et des bassins apparaissent lorsque le moment crustal est très faible (exemple A). De nouveau, le moment thermique se déstabilise dans ces bassins, mais un délai est requis pour rassembler le peu de matériel crustal disponible dans ces bassins et établir une singularité du moment crustal (exemple A, $t = 47$ à 95). Un régime permanent s'établit, où la longueur d'onde des instabilités reste constante. Chaque instabilité induit un champ de vitesse qui interagit avec les autres et le stade ultime de chaque singularité locale est de fusionner avec les instabilités adjacentes (exemples A et B, $t = 95$ à 193). Lorsque le système est évolué, tout le matériel crustal est localisé à l'aplomb des singularités thermiques, et aucune nouvelle singularité crustale ne peut apparaître (exemple

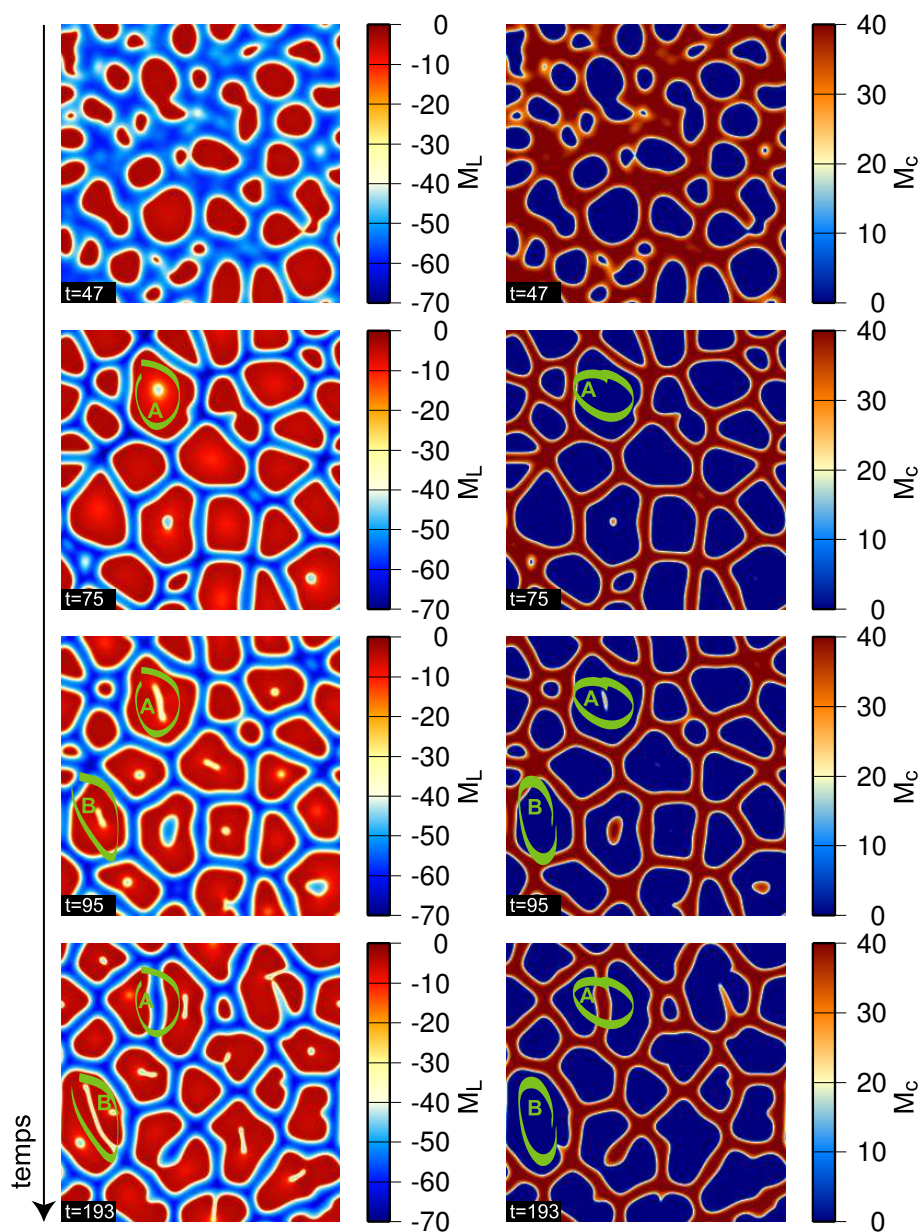


FIG. 3.4.20 – Evolution en 2D des moments thermiques (à gauche) et crustaux (à droite) au cours du temps. Les grandeurs sont sans dimension. Pour le moment thermique, le rouge représente les zones “chaudes”, le bleu les instabilités “froides” ; pour le moment crustal, le bleu figure les zones dépourvues de matériel crustal (“océans”).

B, $t = 95$ et 193).

Le moment thermique est limité par l'épaisseur d'intégration du moment thermique, c'est pourquoi les instabilités ne tendent pas vers l'infini. Ceci se justifie par le découplage entre la croûte et le manteau lithosphérique. De la même manière dans de précédents travaux (e.g. Conrad, 2000), la croissance de plus en plus rapide de l'instabilité est limitée arbitrairement en suggérant un détachement de l'instabilité. Le contexte général est celui d'une orogénèse pilotée par les instabilités de la subduction. L'analogie avec le Tibet et l'Himalaya est envisageable, ou plusieurs panneaux plongeants apparaissent en tomographie sous le Tibet (e.g. Jolivet, 2000), de plus en plus récents vers le nord, et accroissant les dimensions du haut plateau dans le temps. A grande longueur d'onde, on reconnaît dans cet exemple une déstabilisation générale du manteau lithosphérique qui induit le considérable épaissement crustal, de la même manière que sur le modèle présenté figure 3.4.20.

Les instabilités thermiques s'établissent linéairement. La géométrie des continents à leur aplomb, figurée par le moment crustal, est la même, et celle-ci est préservée dans le temps. Le moment thermique maintient la croûte continentale en équilibre dans le temps. Lorsque le régime permanent est atteint, la géométrie des instabilités évolue lentement au regard des premiers pas de temps où de courtes longueurs d'ondes sont présentes. C'est par un mécanisme semblable que le manteau lithosphérique maintient la géométrie des continents dans le temps (*cf.* fig. 1.2.5). Le moment thermique est la variation de densité due aux variations de température. Le moment du manteau lithosphérique est uniquement thermique, tandis que la croûte comporte également un moment minéralogique dû à la rhéologie. Ce modèle trouve ses limites dans le fait que le manteau lithosphérique sous les continents paraît rentrer dans une subduction généralisée à l'échelle du continent. Le moment thermique finit toujours par dominer et les instabilités thermiques induisent des singularités du moment crustal. L'augmentation du moment thermique par la production de chaleur radiogénique dans la croûte n'augmente pas significativement le temps caractéristique du système. Ce modèle propose des pistes pour le contrôle de la dynamique des orogènes, mais des investigations supplémentaires sont requises pour établir une analogie avec la réalité mieux contrainte.

3.5 Conclusions

Le relief est le résultat d'un phénomène dynamique. Les processus terrestres sont tels que l'accélération est négligeable. Par conséquent, la topographie est caractéristique de

l'équilibre dynamique des forces s'appliquant sur la lithosphère. Les marges actives caractérisent un équilibre très variable puisque leur morphologie est parfois celle d'un bassin, parfois celle d'une orogène, parfois les deux. Dans certains cas, cet équilibre se modifie dans le temps, permettant le passage de la compression à l'extension.

Sur les marges, les forces "classiques" de la tectonique des plaques interviennent, ainsi que des forces plus locales qui induisent une dynamique différente de celles des zones stables comme les cratons. Parmi les premières, on retient essentiellement la traction du panneau plongeant, qui est la force motrice principale, et en moindre mesure, la poussée de la ride. On reconnaît également une force résistante, la friction aux limites de plaques, qui au total égale les forces motrices.

3.5.1 Déformation des marges actives

Les variations d'épaisseur crustale impliquent des variations latérales de densité. La densité de la croûte est plus faible que celle du manteau, et les forces induites par ces variations de densité s'expriment en fonction du carré de l'épaisseur crustale. Ainsi, la croûte a un effet stabilisateur, d'autant plus puissant que l'épaisseur crustale est grande, qui empêche la topographie d'atteindre des valeurs extrêmes. Si la croûte a pour effet de restaurer une épaisseur crustale minimale uniformément, d'autres forces interviennent pour permettre d'une part de supporter l'épaisseur continentale moyenne, et également de provoquer un équilibre variable sur les marges. Les conditions aux limites de la croûte permettent ces variations d'équilibre. Le manteau lithosphérique, épaissi sous les continents, fournit par sa flottabilité négative les contraintes nécessaires pour éviter l'effondrement des continents. De la même manière que pour la croûte, il existe une contrainte liée aux variations latérales de densité au niveau du manteau lithosphérique. Sur les marges actives, ses fortes variations d'épaisseur observées impliquent une contribution très variable à la dynamique locale.

L'équilibre s'établit entre les forces tectoniques, aux limites de la plaque, les forces de flottabilité, et les forces visqueuses. De manière générale, cet équilibre s'écrit entre les conditions aux limites sur la lithosphère et les variations d'épaisseur crustale. Les variations d'épaisseur du manteau lithosphérique ont également une importance qui peut être significative. Bien que l'écart de densité soit faible entre la lithosphère et l'asthénosphère, les forces de flottabilité impliquant le carré de l'épaisseur, la flottabilité négative du manteau lithosphérique peut devenir importante lorsque celui-ci subit le même champ de vitesse

que la croûte. Le manteau lithosphérique est rarement épaissi dans les mêmes proportions que la croûte. Sous les Andes Centrales (Myers et al., 1998 ; Baumont et al., 2001) ou le Tibet (Molnar et al., 1993 ; England et al., 1993), le manteau lithosphérique semble aminci ; ainsi le moment thermique est diminué, et il n'exerce plus un contrôle efficace sur la dynamique. Dans les deux cas, l'amincissement serait récent (Isacks, 1988 ; England et al., 1993 ; Kay et al., 1994), et l'influence du moment lithosphérique ne peut être entièrement exclu dans le passé. Les 10 derniers millions d'années marquent une période de surrection accélérée des Andes (Gregory-Wodzicki, 2000 ; Kennan, 2001) et du Tibet (Molnar et al., 1993). Celle-ci peut être attribuée à une instabilité gravitaire due au moment lithosphérique (fig. 3.5.21a). Une surrection se produirait également en réponse à un pro-

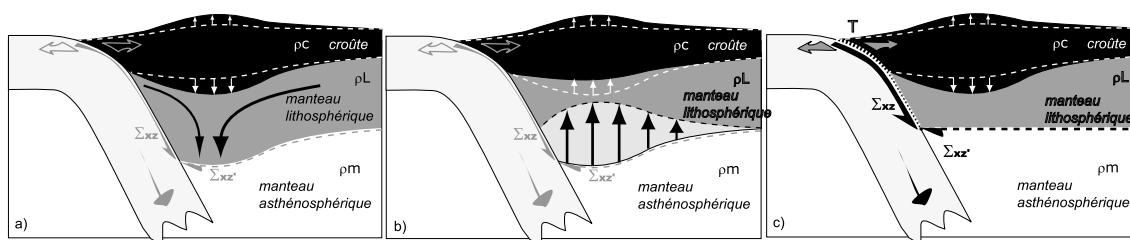


FIG. 3.5.21 – Trois processus pouvant accroître l'altitude. Les flèches noires désignent les mécanismes prépondérants. Les pointillés blancs indiquent la surface topographique et le Moho antérieurs à la mise en place du processus. a) Épaississement dû à une instabilité gravitaire du manteau lithosphérique ; b) Ablation convective du manteau lithosphérique ; c) Épaississement par les contraintes aux limites de la plaque (cisaillement sur le plan de Benioff et à la base de la lithosphère).

cessus antagoniste (avec un maximum de 800 m, cf. section 1.5.2) : l'ablation convective du manteau lithosphérique (fig. 3.5.21b, e.g. Platt et England, 1994). Dans le premier cas, la surrection accompagne un épaississement. Une alternative qui n'implique pas le manteau lithosphérique est un accroissement des forces tectoniques aux limites (fig. 3.5.21c). Cet équilibre est implicitement supposé dans le chapitre 2. Intéressons-nous au cas des Andes. La collision Afrique/Eurasie a redistribué le mouvement absolu des plaques il y a 30 Ma, induisant une augmentation de la vitesse absolue vers l'ouest de la plaque sud-américaine (Silver et al., 1998), qui se caractérise par l'accroissement de la vitesse de convergence observée entre les plaques Nazca et sud-américaine il y a 30 Ma (Pardo-Casas et Molnar, 1987 ; Somoza, 1998). La friction interplaque devient alors suffisante pour produire l'orogénèse et le modèle de surrection de la figure 3.5.21c est le favori. En outre, une orogénèse pilotée par une instabilité gravitationnelle du manteau lithosphérique implique de l'extension de part et d'autre de l'orogène, contrairement aux observations sur le régime

de contrainte andin (Assumpção, 1992).

En bilan, le rôle de la lithosphère “thermique” sur la dynamique des orogènes est variable. Il peut constituer un moteur efficace dans certains cas. Cependant, l’aminicissement lithosphérique qui semble caractériser les orogènes matures ainsi que le découplage entre la croûte et la lithosphère suggèrent qu’une orogénèse ne peut être auto-pilotée par sa racine mantellique à long terme. Sur les marges actives, l’équilibre entre les contraintes tectoniques et les variations d’épaisseur crustale égale les contraintes visqueuses liées à la déformation. En revanche, le moment thermique dû au saut d’épaisseur entre les lithosphères continentales et océaniques permet de contrecarrer les effets stabilisateurs de la croûte, l’épaisseur d’équilibre étant de l’ordre de 35 km pour la croûte continentale. Le moment thermique de la lithosphère reste donc en revanche un contrôle majeur de l’équilibre des forces, sur les marges passives.

3.5.2 Bilan sur le régime tectonique des marges actives

Dans la démarche que nous avons suivi, le régime tectonique observé est systématiquement mis en parallèle avec les forces visqueuses. On suppose dans les modèles précédents que l’introduction d’une racine thermique par ablation convective du manteau lithosphérique est un phénomène annexe (on montre dans la section 1.5.2 que l’augmentation d’altitude liée à ce processus ne dépasse pas 800 m). La topographie permet de calculer les contraintes de flottabilité crustale. Puisque l’accélération est nulle, on prédit alors en inversant la topographie, la somme des contraintes aux limites et des contraintes visqueuses. Les données géologiques (vitesses de raccourcissement) permettent de séparer les deux composantes et d’isoler la viscosité. Dans l’application aux Andes, il apparaît que les profils de vitesses de raccourcissement sur les transects dont le profil topographique est une gaussienne sont globalement compatibles avec une viscosité homogène. En revanche, les Andes Centrales illustrent les limites de cette approximation. Il est nécessaire d’introduire une variation latérale de viscosité rendant compatible le profil topographique en localisant la déformation. Dans le cas des Andes Centrales, ceci permet d’expliquer la localisation de la Cordillère Orientale de manière simple, compatible avec les observations et les hypothèses précédentes (e.g. Isacks, 1988). Une viscosité moyenne de l’ordre de 2.10^{21} Pa s est prédite pour la lithosphère andine. Modifier uniformément la viscosité change le temps caractéristique, mais ne modifie pas le profil topographique prédit. De la même manière, une viscosité non-newtonienne n’affecte pas significativement la morphologie prédite, les

forces visqueuses étant mineures au regard des autres forces en jeu.

Ce modèle simple permet de reproduire l'essentiel des contextes tectoniques observés sur les marges actives. L'introduction d'une variation dans la contrainte normale au bord de la plaque impose la morphologie de celui-ci. Ainsi, la compression comme l'extension peut être reproduite. Cette contrainte figure l'équilibrage de la marge par les contraintes aux limites. On explique cette variation par la vitesse de convergence. Lorsque celle-ci décroît, l'extension observée s'explique par la supériorité des forces de flottabilité de la croûte au regard des forces aux limites qui ont diminué.

Les contraintes aux limites de plaques apparaît comme le processus prépondérant. Cependant, le frottement aux limites de plaques n'est pas restreint à la friction interplaque et fait intervenir un cisaillement significatif à la base de la lithosphère. La friction aux limites de plaques constitue au niveau des chaînes de montagnes, une force résistante comparable aux forces motrices des plaques. L'intégration des profils de friction à la base des plaques prédit pour 3 segments matures andins (Pérou Central (A), Nord Chili (B) et Chili Central (C), fig. 2.3.9) des forces de l'ordre de $5 \cdot 10^{12} \text{ N m}^{-1}$, comparables aux estimations des forces dues au panneau plongeant.

Les modèles de déformation des marges actives présentés ici supposent que la lithosphère a une viscosité uniforme. De cette manière, il est possible de reproduire la dynamique et les épaisseurs crustales observées. Le cas de l'Altiplano souligne les limites de cette approximation. En effet, afin de reproduire convenablement le profil topographique observé, une variation latérale de viscosité est imposée arbitrairement. La présence d'un arrière-arc à la place de l'actuel Altiplano au Crétacé (Macellari, 1988), et d'un événement magmatique majeur au début du Mésozoïque (e.g. Sempere, 1999) à l'emplacement actuel de la Cordillère Orientale (marqué par le basalte d'Entre Rios, très étendu en Bolivie) aurait une signature thermo-mécanique justifiant la viscosité plus faible imposée dans le modèle direct de reconstruction de l'Altiplano. Il apparaît qu'une viscosité 3 fois plus faible sous la chaîne ($2 \cdot 10^{21} \text{ Pa s}$ contre $6 \cdot 10^{21} \text{ Pa s}$) suffit à reproduire le profil topographique de l'Altiplano (fig. 2.3.12). Il est intuitif de penser qu'une lithosphère chaude se déformera plus volontiers qu'une lithosphère froide. Les variations de viscosité en réponse à celles du champ thermique peuvent être évoquées simplement. La viscosité est dans cette partie moyennée sur l'épaisseur de la lithosphère. Cette commodité calculatoire permet de contourner les problèmes de rhéologie.

Les profils rhéologiques peuvent être caractérisés par leurs enveloppes de résistance

(e.g. Ranalli et Murphy, 1987 ; Ranalli, 1995). En première approximation, la lithosphère est stratifiée en deux couches, la croûte et le manteau. Le comportement des matériaux dépend de la température. Lorsqu'elle est suffisamment froide, son comportement est cassant et au premier ordre, dérive de la loi de Byerlee (équation 3.5.21, Sibson, 1974).

$$\sigma = \alpha \rho g (1 - \lambda), \quad (3.5.21)$$

où σ est la différence entre les contraintes maximales et minimales, α est un paramètre qui dépend du type de faille (chevauchante, décrochante, ou normale), ρ est la densité, g l'accélération gravitationnelle, z la profondeur et λ le rapport de la pression hydrostatique sur la pression lithostatique ($\sim 0,36$). Lorsque la température devient trop élevée, le comportement devient ductile, et obéit à une loi de ductilité définie empiriquement (équation 3.5.22, Kirby, 1983).

$$\sigma = (\dot{\epsilon}/A_*)^{1/n_*} \exp(Q_*/n_*RT), \quad (3.5.22)$$

où $\dot{\epsilon}$ est la taux de déformation, A_* et n_* des constantes caractéristiques du matériau, Q_* son énergie d'activation, R la constante des gaz parfaits et T la température. Sur l'ensemble de la lithosphère, c'est le comportement ductile qui domine, validant l'approximation à une rhéologie visqueuse pour la lithosphère.

Ces enveloppes rhéologiques caractérisent la résistance σ en fonction de la profondeur. Outre les propriétés intrinsèques des matériaux, le paramètre prépondérant est la température T . A partir de ces profils de résistance, il est possible de calculer une viscosité efficace η_{eff} , indépendante du comportement rhéologique, définie par la relation

$$\eta_{eff} = \sigma / \dot{\epsilon}. \quad (3.5.23)$$

Cette viscosité permet d'attribuer par équivalence un comportement newtonien à la lithosphère. En moyennant sur l'épaisseur de la lithosphère, on définit une viscosité caractéristique de la lithosphère $\overline{\eta_{eff}}$. Les paramètres intrinsèques des matériaux sont définis sur des éprouvettes en laboratoire (Kirby, 1983, pour une revue), et l'extrapolation à grande échelle contient une très large incertitude. La figure 3.5.22 montre les enveloppes rhéologiques associées à deux géothermes correspondant à des épaisseurs crustales de 35 km et 70 km (*c.f.* calcul des géothermes dans la seconde partie). Lorsque la croûte est épaissie (tiretés), le régime thermique s'accroît ici simplement par augmentation de la contribution radiogénique. Le comportement ductile domine d'autant plus, et le profil de

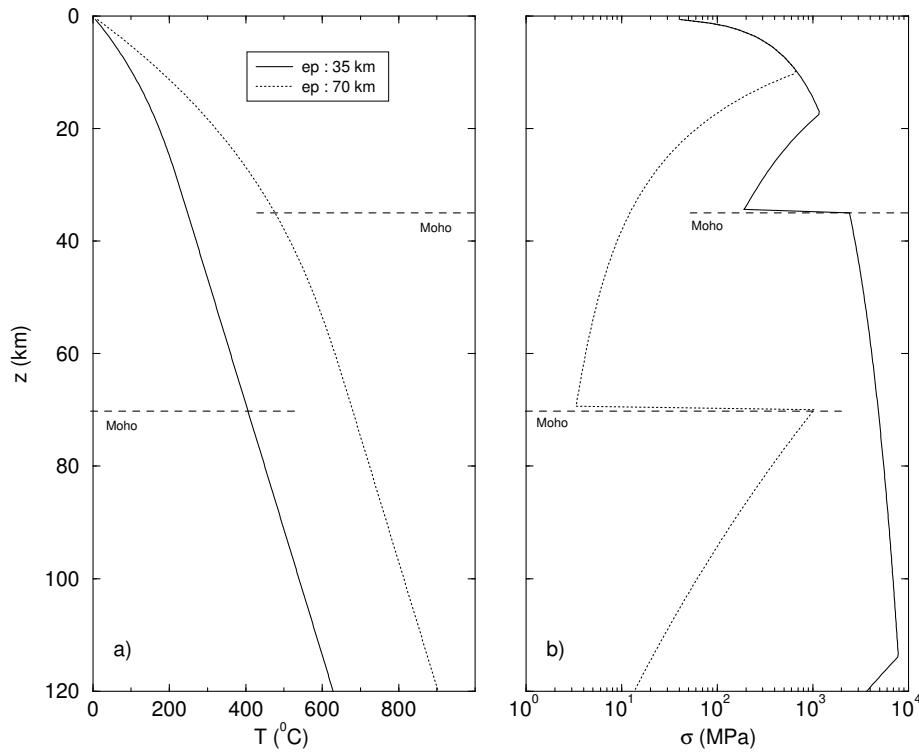


FIG. 3.5.22 – Géothermes (a) et profils rhéologiques (b) pour des épaisseurs crustales de 35 (trait plein) et 70 km (pointillés). La production radiogénique décroît linéairement dans la croûte depuis $1,5 \mu\text{W m}^{-3}$ en surface ; le flux réduit est de 15 mW m^{-2} . Les paramètres thermiques sont $k=3.35 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $C_p=1123 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$ et la densité est $\rho=2,75 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$. La rhéologie est définie par une unité crustale d'affinité granitique γ tel que $A_\gamma=5 \cdot 10^9 \text{ GPa}^{-n_\gamma} \text{ s}^{-1}$, $n_\gamma=3.2$, $Q_\gamma=123 \text{ kJ mol}^{-1}$, et une unité inférieure composé d'olivine, avec $A_{ol}=5 \cdot 10^{24} \text{ GPa}^{-n_{ol}} \text{ s}^{-1}$, $n_{ol}=3$, $Q_{ol}=540 \text{ kJ mol}^{-1}$. La rhéologie ductile est définie pour $\alpha=4$ (chevauchements), $\lambda=0,36$. Les paramètres rhéologiques sont de Kirby (1983) et Ranalli et Murphy (1987).

résistance devient beaucoup plus faible. La viscosité efficace, moyenne de la lithosphère $\overline{\eta_{eff}}$ donnée par la relation (3.5.23) décroît alors d'un ordre de grandeur, pour un taux de déformation $\dot{\epsilon}$ donné, lors de l'accroissement du régime thermique par doublement de l'épaisseur crustale.

Afin d'expliquer le profil crustal de l'Altiplano, un adoucissement par augmentation du régime thermique sous les Andes Centrales. La viscosité serait plus faible à proximité de la marge en raison de l'histoire extensive crétacée (e.g. Macellari, 1988) et eo-mésozoïque (Sempere et al., 1999). La figure 3.5.23 donne les variations du géotherme et du profil rhéologique au cours du temps, en supposant un régime permanent initial avec un flux réduit de 35 mW m^{-2} (période d'arrière-arc), diminuant instantanément à 15 mW m^{-2} (re-

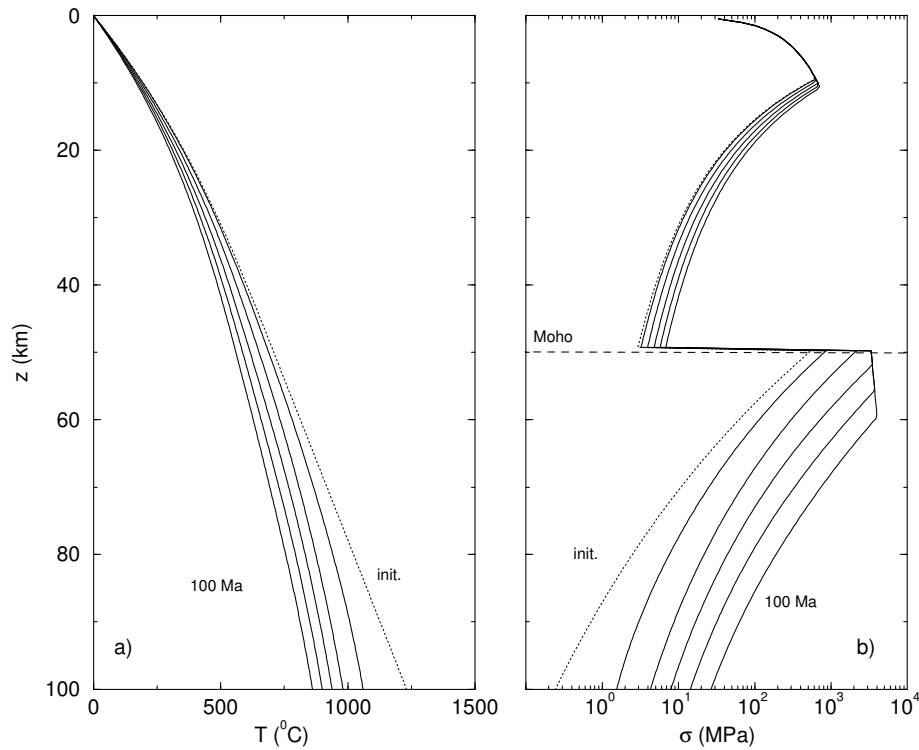


FIG. 3.5.23 – *Evolution temporelle des géothermes et des profils rhéologiques pour une croûte de 50 km d'épaisseur, lorsque le flux réduit décroît de 35 mW m^{-2} à 15 mW m^{-2} . Les profils sont échantillonnés tous les 20 Ma depuis l'état initial, en régime permanent. Les paramètres thermiques et rhéologiques sont ceux de la figure 3.5.22.*

laxation). La surrection des Andes s'initie il y a environ 27 Ma (e.g. Sempere et al., 1990). La fin de l'extension a lieu à la fin du Crétacé (e.g. Macellari, 1988) ; le raccourcissement se produit donc au moins 30 Ma après. Le régime transitoire se prolonge beaucoup plus longtemps et les effets de l'arrière-arc sur le géotherme restent très marqués après 30 Ma (fig. 3.5.23a). Le durcissement correspondant au refroidissement est en revanche significatif (fig. 3.5.23b), et la viscosité effective augmente fortement dans les premiers millions d'années. A 30 Ma, pour un taux de déformation donné $\dot{\epsilon}$, elle est 2 fois plus élevée, et après 100 Ma, la viscosité effective moyenne est 10 fois plus grande qu'à l'état initial. La différence de viscosité induite par le réchauffement initial peut être estimée entre la viscosité effective après 30 Ma et la viscosité en régime permanent pour un flux réduit de 15 mW m^{-2} . Près d'un ordre de grandeur sépare ces deux viscosités effectives sous l'effet des deux régimes thermiques qui prévalent.

Les variations spatiales et temporelles du régime thermique dans les zones actives, et plus particulièrement dans les chaînes de montagnes, sont alors à considérer afin

d'appréhender l'incidence du régime thermique sur la dynamique.

Références

- Argand, E., 1922. Congrès Géologique international, Liège.
- Armijo, R., Meyer, B., Hubert, A. & Barka, A., 1999. Westward propagation of the north Anatolian fault into the northern Aegean : timing and kinematics, *Geology*, 27, 267-270.
- Armijo R., Tapponnier, P., Mercier, J.L. & Han, T., 1986. Quaternary extension in southern Tibet : field observations and tectonic implications. *J. Geophys. Res.*, 91, 13803-13872.
- Artyushkov, E.V., 1973. Stresses in the lithosphere caused by crustal thickness inhomogeneities, *J. Geophys. Res.*, 78, 7675-7708.
- Ashby, M.F. & Verall, R.A., 1978. Micromechanisms of flow and fracture, and their relevance to the rheology of the upper mantle. *Philos. T. Roy. Soc.*, 288, 59-95.
- Assumpção, M., 1992. The regional intraplate stress field in South America, *J. Geophys. Res.*, 97, 11,889-11,903.
- Atwater, T., 1970. Implications of plate tectonics for the Cenozoic tectonic evolution of western North America, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 81, 3513-3536.
- Avouac, J.P. Burov, E.B., 1996. Erosion as a driving mechanism of intracontinental mountain growth, *J. Geophys. Res.*, 101, 17747-17769.
- Baby, P., Rochat, P., Mascle G. & Hérail, G., 1997. Neogene shortening contribution to crustal thickening in the back-arc of the Central Andes, *Geology*, 25, 883-886.
- Baby, P. Colletta, B. & Zubieta D., 1995. Etude géométrique d'un bassin transporté : exemple du synclinorium de l'Alto Beni (Andes Centrales), *Bull. Soc. Géol Fr.*, 166, 797-811.
- Bai Wuming, Vigny, C., Ricard, Y. & Froidevaux, C., 1992. On the origin of deviatoric stresses in the lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 97, 11,729-11,737.
- Barruol, G. & Hoffmann, R., 1999. Seismic anisotropy beneath the Geoscope stations from SKS splitting, *J. Geophys. Res.*, 104, 10757-10774.
- Barruol, G., Silver, P.G. & Vauchez, A., 1997. Seismic anisotropy in the eastern US : deep structure of a complex continental plate, *J. Geophys. Res.*, 102, 8329-8348.
- Baumont, D., Paul, A., Beck, S., Zandt, G. & Pedersen, H., 2001. Lithospheric structure of the Central Andes based on surface wave dispersion, soumis au *J. Geophys. Res.*.

- Beaumont C., Fullsack, P. & Hamilton, J., 1992. Erosional control of active compressional orogens, in *Thrust Tectonics*, ed. McClay, K.R., Chapman and Hall, London, 1-18.
- Beck, M.E., Burmester, R.R., Drake, R.E. & Riley, P.D., 1994. A tale of two continents : Some tectonic contrasts between the Central Andes and the North American Cordillera, as illustrated by their pleomagnetic signatures, *Tectonics*, 13, 215-224.
- Beck, S.L., Zandt, G., Myers, S.C., Wallace, T.C., Silver, P.G. & Drake, L., 1996. Crustal-thickness variations in the central Andes, *Geology*, 24, 407-410.
- Becker, T.W., Faccenna, C., O'Connell, R.J. & Giardini, D., 1999. The development of slabs in the upper mantle : insight from numerical and laboratory experiments, *J. Geophys. Res.*, 104, 15207-15226.
- Bercovici, D., Ricard, Y. & Richards, M.A., 2000. The relation between mantle dynamics and plate tectonics : A primer, in *The History and Dynamics of Global Plate Motions*, eds. Richards, M.A., Gordon, R. & Van der Hilst, R., AGU Geophysical Monograph 21, 5-46.
- Bevis, M., Smalley, R., Heering, T., Godoy, J. & Galban, F., 1999. Crustal motion north and south of the Arica deflection : comparing recent geodetic results from the Central Andes, *G³*, 1.
- Bijwaard, H., Spakman, W. & Engdahl, E.R., 1998. Closing the gap between regional and global travel-time tomography, *J. Geophys. Res.*, 103, 30,055-30,078.
- Bilham, R., Larson, K., Freymueller, J. & Idylhim members, 1997. GPS measurements of present-day convergence across the Nepal Himalaya, *Nature*, 386, 61-63.
- Bina, C.R., 1996. Phase transition buoyancy contributions to stresses in subducting lithosphere. *Geophys. Res. Lett.*, 23, 3563-3566.
- Cahill, T. & Isacks, B.L., 1992. Seismicity and shape of the subducted Nazca plate, *J. Geophys. Res.*, 97, 17,503-17,529.
- Carlson, R.L., 1983. Plate motions, boundary forces, and horizontal temperature gradients : implications for the driving mechanism, *Tectonophysics*, 99, 149-164.
- Cathles, L.M., 1975. *The viscosity of the Earth's mantle*, Princeton Univ. Press, Princeton, NJ.
- Cattin, R., Lyon-Caen, H. & Chéry, J., 1997. Quantification of interplate coupling in subduction zones and forearc topography, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1563-1566.
- Chapple, W.M. & Tullis, T.E. 1977. Evaluation of the forces that drive the plates, *J. Geophys. Res.*, 82, 1967-1984.
- Chemenda, A.I., Lallemand, S. & Bokun, A.N., 2000. Strain partitioning in oblique subduction zones and friction between the plates : constraints provided by physical modeling, *J. Geophys. Res.*, 105, 5567-5581.
- Chemenda, A.I., Yang, R.K., J.F. Stephan, Konstantinovskaya, E.A., & Ivanov, G.M., 2001. New results from physical modeling of arc-continent collision in Taiwan : evolutionary model, *Tectonophysics*, 333, 159-178.

- Conrad, C.P. & Hager, B., 1999. Effects of plate bending and fault strength at subduction zones on plate dynamics, *J. Geophys. Res.*, 104, 17551-17571.
- Conrad, C.P., 2000. Convective instability of thickening mantle lithosphere, *Geophys. J. Int.*, 143, 52-70.
- Coutand, I., Chauvin, A., Cobbold, P.R., Gautier, P. & Ropperch, P., 1999. Vertical axis rotations across the Puna plateau (northwestern Argentina) from paleomagnetic analysis of Cretaceous and Cenozoic rocks, *J. Geophys. Res.*, 104, 22,965-22,984.
- Davies, G.F. & Richards, M.A., 1992. Mantle convection, *J. Geol.*, 100, 151-206.
- DeMets, C., Gordon, R.G., Argus, D.F. & Stein, S., 1990. Current plate motion, *Geophys. J. Int.*, 101, 425-478.
- Dercourt, J., Zonenshain, L.P., Ricou, L.E., Kazmin, V.G., LePichon, X., Knipper, A.L., Grandjacquet, C., Sbertshikov, I.M., Geyssant, J., Lepvrier, C., Pechersky, D.H., Boulin, J., Sibuet, J.-C., Savostin, L.A., Sorokhtin, O., Westphal, M., Bazhenov, M.L., Lauer, J.P. & Biju-Duval, B., 1986. Geological Evolution of the Tethys belt from the Atlantic to the Pamirs since the Lias, *Tectonophysics*, 123, 241-315.
- Dewey, J. 1988. Extensional collapse of orogens, *Tectonics*, 6, 1123-1139.
- Doglioni, C., Moretti, I. & Roure, F., 1991. Basal lithospheric detachment, eastward mantle flow and Mediterranean geodynamics : a discussion, *J. Geodyn.*, 13, 47-66.
- Ellis, S., Fullsack, P. & Beaumont, C., 1995. Oblique convergence of the crust driven by basal forcing : Implication for length-scales of deformation and strain partitioning in orogens, *Geophys. J. Int.*, 120, 24-44.
- England, P. & McKenzie, D., 1982. A thin viscous sheet model for continental deformation, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 70, 295-321.
- England, P. & McKenzie, D., 1983. Correction to : A thin viscous sheet model for continental deformation, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 73, 523-532.
- England, P., 1986. Comment on "Brittle failure in the upper mantle during extension of continental lithosphere" by Dale S.Sawyer, *J. Geophys. Res.* 91, 10487-10490.
- England, P. & Molnar, P., 1993. The interpretation of inverted metamorphic isograds using simple physical calculations. *Tectonics*, 12, 145-157.
- Faccenna, C., Mattei, M., Funiciello, R. & L. Jolivet, 1997. Styles of back-arc extension in the central Mediterranean, *Terra Nova*, 9, 126-130.
- Faccenna, C., Funiciello, F., Giardini, D. & Lucente, P., 2001. Episodic back-arc extension during restricted mantle convection in the Central Mediterranean, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 187, 105-116.
- Fleitout, L. & Froidevaux, C., 1982. Tectonics and topography for lithosphere containing density heterogeneities, *Tectonics*, 1, 21-57.
- Fleitout, L. & Froidevaux, C., 1983. Tectonic stresses in the lithosphere, *Tectonics*, 2, 315-324.

- Forsyth, D.W. & Uyeda, S., 1975. On the relative importance of driving forces of plate motions, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 43, 163-200.
- Fowler, C.M.R., 1990. *The Solid Earth : an introduction to global geophysics*, Cambridge U.P.
- Froidevaux C. & Isacks B.L., 1984. The mechanical state of the lithosphere in the Altiplano-Puna segment of the Andes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 71, 305-314.
- Froidevaux C., Uyeda, S. & Uyeshima, M., 1988. Island arc tectonics, *Tectonics*, 148, 1-9.
- Gautier P., Brun, J.P., Moriceau, R., Sokoutis, D., Martinod, J. & Jolivet, L., 1999. Timing, kinematics and cause of Aegean extension : a scenario based on a comparison with simple analogue experiments, *Tectonophysics*, 315, 31-72.
- Goetze, C., 1978. The mechanisms of creep in olivine, *Philos. T. Roy. Soc.*, 288, 99-119.
- Govers, R., Wortel, M.J.R., Cloetingh, S.A.P.L. & Stein, C.A., 1992. Stress magnitude estimates from earthquakes in oceanic plate interiors, *J. Geophys. Res.*, 97, 11749-11759.
- Gregory-Wodzicki, K.M., 2000. Uplift history of the Central and Northern Andes : a review, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 112, 1091-1105.
- Gutscher, M.A., Malavieille, J., Lallemand, S., Spakman, W., Bijwaard, H. & Engdahl, E.R., 1999. The fate of subducting plateaus beneath South America, *ISAG 99*, Gottingen.
- Hager, B. H., & O'Connell, R.J., 1978. Subduction zone dips and flow driven by the plates, *Tectonophysics*, 50, 111-134.
- Houseman, G.A., McKenzie, D.P. & Molnar, P., 1981. Convective instability of a thickened boundary layer and its relevance for the thermal evolution of continental convergent belts, *J. Geophys. Res.*, 86, 6115-6132.
- Houseman, G.A. & England, P., 1993. Crustal thickening versus lateral expulsion in the Indian-Asian continental collision, *J. Geophys. Res.*, 98, 12233-12249.
- Isacks, B., 1988. Uplift of the central Andean plateau and bending of the Bolivian orocline, *J. Geophys. Res.*, 93, 3211-3231.
- James, D.E., 1971. Andean crustal and upper mantle structure, *J. Geophys. Res.*, 76, 3247-3271.
- Jolivet, L. & L. Faccenna, 2000. Mediterranean extension and the Africa-Eurasia collision, *Tectonics*, 19, 1095-1106.
- Jolivet L., Brun J.P., Gautier P., Lallemand S. & Patriat M., 1994. 3D-kinematics of extension in the Aegean region from the early Miocene to the Present, insights from the ductile crust, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 165, 195-209.
- Jolivet, M., 2000. *Cinématique des déformations au nord Tibet. Thermochronologie traces de fission, modélisations analogiques et étude de terrain*, thèse de doctorat, Univ. Montp.

- Kay, S. Mahlburg, B. Coira & Viramonte, J., 1994. Young mafic back-ark volcanic rocks as guides to lithospheric delamination beneath the Argentine Puna Plateau, Central Andes, *J. Geophys. Res.*, 99, 24323-24339.
- Kennan, L., 2001. Large-scale geomorphology of the Andes : interrelationships of tectonics, magmatism and climate, in *Geomorphology and global tectonics*, ed Summerfield, A., Wiley & Sons.
- Khazaradze, G. & Klotz, J., 2001. Interseismic phase of earthquake cycle dominates deformation along the Central Andean margin, *EGS*, Nice, France.
- Kirby, S.H., 1983. Rheology of the lithosphere, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 21, 1458-1487.
- Kley, J. & Monaldi, C.R., 1998. Tectonic shortening and crustal thickness in the Central Andes : How good is the correlation ?, *Geology*, 26, 723-726.
- Lamb, S., Hoke, L., Kennan, L. & Dewey, J., 1997. Cenozoic evolution of the Central Andes in Bolivia and northern Chile, in *Orogeny through time*, eds Burg, J.P. & Ford, M., Geol. Soc. Spec. Pub., 121, 237-264.
- Lamb, S. & Hoke, L., 1997. Origin of the high plateau in the Central Andes, Bolivia, South America, *Tectonics*, 16, 623-649.
- Larson, K.M., Burgmann, R., Bilham, R. & Freymueller, J., 1999. Kinematics of the Indo-Eurasian collision zone and GPS measurements, *J. Geophys. Res.*, 104, 1077-1093.
- Leffler, L., Stein, S., Mao, A., Dixon, T., Ellis, M.A., Ocola, L. & Sacks, I.S., 1997. Constraints on present-day shortening rate across the central eastern Andes from GPS data, *Geophys. Res. Lett.*, 24, 1031-1034.
- Lémery, C., Ricard, Y. & Sommeria, J., 2000. A model for the emergence of thermal plumes in Rayleigh-Bénard convection and infinite Prandtl number, *J. Fluid Mech.*, 414, 225-250.
- Lémery, C., 2001, *Convection et couche limite thermique : lien entre la convection du manteau terrestre et la dynamique de la lithosphère.*, thèse de doctorat, ENS-Lyon, Lyon, France.
- Le Pichon, X. & Angelier, J., 1981. The Aegean Sea. *Philos. T. Roy. Soc.* 300, 357-372.
- Le Pichon, X., Bergerat, F. & Roulet, M.J., 1988. Plate kinematics and tectonics leading to the Alpine belt formation ; a new analysis. *Geol. Soc. Am. Spec. Pub.*, 218, 111-131.
- Lister, G.S., Banga, G. & Fenstra, A., 1984. Metamorphic core complexes of cordilleran type in the Cyclades, Aegean Sea, Greece. *Geology* 12, 221-225.
- Lithgow-Berteloni, C., Richards, M. A., Ricard, Y. & O'Connell, R.J., 1993 Toroidal-poloidal partitioning of Cenozoic and Mesozoic plate motions, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 375-378.
- Macellari, C.E., 1988. Cretaceous paleogeography and depositional cycles of western South America, *J. S. Am. Earth Sci.*, 1, 373-418.

- Makris, J., 1978. The crust and upper mantle of the Aegean region from deep seismic soundings, *Tectonophysics*, 46, 269-284.
- Matas, J., 1999. *Modélisation thermochimique des propriétés de solides à hautes températures et hautes pressions. Applications géophysiques.*, thèse de doctorat, ENS-Lyon, Lyon, France.
- Mazzotti, S., Le Pichon, X., Henry, P. & Miyazaki, S., 2000. Full interseismic locking of the Nankai and Japan-west Kurile subduction zones : An analysis of uniform elastic strain accumulation in Japan constrained by permanent GPS, *J. Geophys. Res.*, 105, 13,159-13,178.
- Medvedev S.E. & Podladchikov, Y.Y., 1999. New extended thin sheet approximation for geodynamic applications - I. Model formulation. *Geophys. J. Int.*, 136, 567-585.
- Meijer, P.Th. & Wortel, M.J.R.,1992. The dynamics of the South American plate, *J. Geophys. Res.*, 97, 11,915-11,931.
- Mercier, J.L., Sébrier, M., Lavenu, A., Cabrera, J., Bellier, O., Dumont, J.F. & Machare, J., 1992. Changes in the tectonic regime above a subduction zone of Andean type : The Andes of Peru and Bolivia during the Pliocene-Pleistocene, *J. Geophys. Res.*, 97, 11,945-11,982.
- Molnar, P. & Tapponnier, P., 1975. Cenozoic tectonics of Asia : Effects of a continental collision, *Science*, 189, 419-426.
- Molnar, P., England, P. & Martinod, J., 1993. Mantle dynamics, uplift of the Tibetan plateau, and the Indian monsoon, *Rev. Geophys.*, 31, 357-396.
- Mueller, B., Reinecker, J. & Fuchs, K., 2000. The 2000 release of the World Stress Map ([http ://www-wsm.physik.uni-karlsruhe.de/pub2000/](http://www-wsm.physik.uni-karlsruhe.de/pub2000/)).
- Myers, S. C., Beck, S. Zandt, G. & Wallace, T., 1998. Lithospheric-scale structure across the Bolivian Andes from tomographic images of velocity and attenuation for P and S waves, *J. Geophys. Res.*, 103, 21,233-21,252.
- Neil, E.A. & Houseman, G.A., 1999. Rayleigh-Taylor instability of the upper mantle and its role in intraplate orogeny, *Geophys. J. Int.*, 138, 89-107.
- Norabuena, E., Leffler-Griffin, L., Mao, A., Dixon, T., Stein, S., Sacks, I.S., Occola, L. & Ellis, M., 1998. Space geodetic observations of Nazca-South America convergence across the Central Andes, *Science*, 279, 358-362.
- O'Connor, J.M. & LeRoex, A.P., 1992. South Atlantic hotspot-plume systems : 1. Distribution of volcanism in time and space. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 113, 343-364.
- Pardo-Casas, F. & Molnar, P., 1987. Relative motion of the Nazca (Farallon) and South American plates since Late Cretaceous time, *Tectonics*, 6, 233-248.
- Patriat, Ph. & Achache, J., 1984. India-Eurasia collision chronology has implications for crustal shortening and driving mechanism of plates, *Nature*, 311, 615-621.
- Platt, J.P. & England, P.C., 1994. Convective removal of lithosphere beneath mountain belts : thermal and mechanical consequences, *Am. J. Sci.*, 294, 307-336.

- Pliger, R.H., 1981. Plate reconstructions, aseismic ridges, and low-angle subduction beneath South America, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 92, 448-456.
- Ranalli G., 1995, *Rheology of the Earth*, Chapman & Hall, London, 413 pp.
- Ranalli, G. & Murphy, D.C., 1987. Rheological stratification of the lithosphere, *Tectonophysics*, 132, 281-295.
- Ricard, Y. & Froidevaux, C., 1986. Stretching instabilities and lithospheric boudinage, *J. Geophys. Res.*, 91, 8314-8324.
- Ricard, Y., Fleitout, L. & Froidevaux, C., 1984. Geoid heights and lithospheric stresses for a dynamic Earth, *Ann. Geoph.*, 2, 267-286.
- Richards, M. & Engebretson, D.C., 1994. Transform faults - A guiding force of plate tectonics, *EOS*, 75, 1191.
- Richards, M.A. & Lithgow-Bertelloni, C., 1996. Plate motion changes, the Hawaiian-Emperor bend, and the apparent success of dynamical models, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 137, 19-27.
- Richardson, R.M., Solomon, S.C. & Sleep, N.H., 1979. Tectonic stress in the plates, *Rev. Geophys.* 17, 981-1019.
- Richardson, R., 1992. Ridge forces, absolute plate motion and the intraplate stress field, *J. Geophys. Res.*, 97, 11,739-11,748.
- Roperch, P., Fornari, M., Hérail, G. & Parraguez, G., 2000. Tectonic rotations within the Bolivian Altiplano : Implications for the geodynamic evolution of the Central Andes during the Late Tertiary, *J. Geophys. Res.*, 105, 795-820.
- Royden, L.H., 1993. The tectonic expression of slab pull at continental convergent boundaries, *Tectonics*, 12, 303-325.
- Russo, R.M., & Silver, P.G., 1994. Trench-parallel flow beneath the Nazca plate from seismic anisotropy, *Science*, 263, 1105-1111.
- Schlunegger, F., Jordan, T.E., Klaper, E.M., 1997. Controls of erosional denudation in the orogen on foreland basin evolution : The Oligocene central Swiss Molasse Basin as an example, *Tectonics* 16, 823
- Sébrier, M., Mercier, J.L., Mégard, F., Laubacher, G. & Carey-Gailhardis, E., 1985. Quaternary normal and reverse faulting and the state of stress in the Central Andes and South Peru, *Tectonics*, 4, 739-780.
- Sempere, T., Hérail, G. Oller, J. & Bonhomme, M.G., 1990. Late Oligocene-Early Miocene major tectonic crisis and related basins in Bolivia, *Geology*, 18, 946-949.
- Sempere, T., 1995. Phanerozoic evolution of Bolivia and adjacent regions, in *Petroleum Basins of South America*, eds Tankard, A.J., Suarez, R.J. & Welsink, H.J., AAPG. Memoir, 62, 207-230.
- Sempere T., Carlier, G., Carlotto, V., Jacay, J., Jimenez, N., Rosas, S., Soler, P., Cardenas, J. & Boudesseul, N., 1999. Late Permian-early Tertiary mesozoic rifts in Peru and Bolivia, and their bearing on Andean-age tectonics, 4th ISAG, Göttingen, Allemagne.

- Sibson, R.H., 1974. Frictional constraints on thrust, wrench, and normal faults, *Nature*, 249, 542-544.
- Silver, P.G., Russo, R.M. & Lithgow-Bertelloni, C., 1998. Coupling of South American and African plate motion and plate deformation, *Science*, 279, 60-63.
- Soler, P. & Sempere, T., 1993. Stratigraphie, géochimie et signification paléotectonique des roches volcaniques, basiques mésozoïques des Andes boliviennes. *C. R. Acad. Sci.*, 316, 777-784.
- Somoza, R., 1998. Updated Nazca (Farallon)-South America relative motions during the last 40 My : implications for mountain building in the central Andean region, *J. S. Am. Earth Sci.*, 11, 211-215.
- Stefanick, M., & Jurdy, D.M., 1992. Stress observations and driving force models for the South American plate, *J. Geophys. Res.*, 97, 11,905-11,913.
- Sue, C., Tricart, P., Thouvenot, F., Fréchet, J., 1999. Widespread extension in the core of the western Alps revealed by earthquake analysis. *J. Geophys. Res.*, 104, 611-622.
- Tommasi, A., Vauchez, A. & Russo, R., 1996. Seismic anisotropy in ocean basins : resistive drag of sublithospheric mantle ? *Geophys. Res. Lett.*, 23, 2991-2994.
- Turcotte, D.L. & Oxburgh, E.R., 1967. Finite amplitude convection cells and continental drift, *J. Fluid Mech.*, 28, 29-42.
- Turcotte, D.L. & Schubert, G., 1982, *Geodynamics : Applications of Continuum Physics to Geological Problems*. New York : Wiley, 450 pp.
- VanDecar, J.C., James, D.E., Assumpção, M., 1995. Seismic evidence for a fossil mantle plume beneath South America and implications for plate driving forces, *Nature*, 378, 25-31.
- Vinnik, L.P., Makeyeva, L.I., Milev, A. & Usenko, A.Y., 1992. Global patterns of azimuthal anisotropy and deformations in the continental mantle, *Geophys. J. Int.*, 111, 433-447.
- Walcott, C.R. & White, S.H., 1998. Constraints on the kinematics of post-orogenic extension imposed by stretching lineations in the Aegean region. *Tectonophysics*, 298, 155-175.
- Watts, A.B., Lamb, S., Fairhead, J.D. & Dewey, J.F., 1995. Lithospheric flexure and bending of the Central Andes. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 134, 9-21.
- Wdowinski, S., O'Connell, R.J. & England, P., 1989. A continuum model of continental deformation above subduction zones : Application to the Andes and the Aegean, *J. Geophys. Res.*, 94, 10,331-10,346.
- Wdowinski, S. & O'Connell, R.J., 1990. Deformation of the Central Andes derived from a flow model of subduction zones, *J. Geophys. Res.*, 96, 12245-12255.
- Wdowinski, S. & Bock, Y., 1994. The evolution of deformation and topography of high elevated plateaus, 2. Application to the Central Andes, *J. Geophys. Res.*, 7121-7130.

- Yañez, G.A., Ranero, C.R., von Huene, R. & Diaz, J, 2001. Magnetic anomaly interpretation across the southern central Andes (32°-34°S) : the role of the Juan Fernández Ridge in the late Tertiary evolution of the margin, *J. Geophys. Res.*, 106, 6325-6345.
- Zhong, S. & Gurnis, M., 1994. Controls on trench topography from dynamic models of subducted slabs, *J. Geophys. Res.*, 99, 15683-15695.
- Zoback, M.L., 1992a. First and second order patterns of stress in the lithosphere : the World Stress Map Project, *J. Geophys. Res.*, 97, 11703-11728.
- Zoback, M. L., 1992b. Stress field constraints on intraplate seismicity in eastern North America, *J. Geophys. Res.*, 97, 11761-11782.

Régime thermique des chaînes de montagnes

Chapitre 1

Thermicité des domaines orogéniques

1.1 Introduction

Les données de flux de chaleur recensées (Pollack et al., 1993) nous renseignent sur le mode d'évacuation de la chaleur de la Terre. Le flux de chaleur moyen par unité de surface (densité de flux de chaleur) est de 50 à 65 mW m^{-2} en domaine continental et de 100 mW m^{-2} en domaine océanique (selon Pollack et al., 1993), soit 10 à 13 TW pour l'ensemble des continents et 31 TW pour l'ensemble des océans, soit un total de 41 à 44 TW. L'essentiel de la chaleur terrestre est donc évacuée par les océans, les continents, mauvais conducteurs de chaleur, agissant comme un isolant thermique. Les sources de chaleur sont le refroidissement séculaire et la radioactivité. Le refroidissement compte pour près de 25 TW et la production radiogénique atteint près de 20 TW dont 8 TW pour la seule croûte continentale (d'après Davies et Richards, 1992 ; McDonough et Sun, 1995 ; Rudnick et al., 1998 ; Coltice et Ricard, 1999). Le rayonnement solaire est fort mais il n'intervient que très peu dans le bilan thermique de la Terre : la partie rémanente du rayonnement après qu'une forte proportion ait été réfléchi maintient l'atmosphère à une température constante, froide par rapport à la température moyenne de la Terre.

1.2 Détermination du régime thermique

La caractérisation du régime thermique se fait par la densité de flux de chaleur, plutôt que par la température ou le gradient géothermique, car cette grandeur n'est pas affectée par les variations latérales et verticales de lithologie et de conductivité thermique. La loi de

Fourier (1822) donne le flux de chaleur Q tel que :

$$Q = -k\nabla T, \quad (1.2.1)$$

où k est la conductivité et ∇T le gradient de température. La densité de flux de chaleur est la quantité de chaleur évacuée par unité de surface. A la surface de la Terre, elles se réduisent en général à une dimension :

$$Q = -k \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (1.2.2)$$

où z est la profondeur (l'axe z est dirigé vers l'extérieur).

Il n'existe pas de méthode directe utilisable en routine permettant de déterminer le flux de chaleur. Les données les plus fréquemment utilisées sont les températures mesurées dans les forages. On conçoit alors immédiatement que la détermination du flux de chaleur est soumise à de nombreux facteurs qui accroissent l'incertitude (effets transitoires lors de l'acquisition, estimation des propriétés thermiques des matériaux *etc*). En outre, les données sont très inégalement réparties (fig. 1.3.2) car elles sont intimement liées aux activités économiques. C'est pourquoi si les mesures thermiques en sous-sol remontent au 18^{ème} siècle, ce n'est qu'à partir du milieu du 19^{ème} siècle que les acquisitions devinrent plus systématiques avec l'expansion de l'exploration minière (Jessop, 1990). Elles restèrent cependant sporadiques. L'exploration intensive de l'industrie pétrolière a accru considérablement le nombre de données disponibles mais celles-ci restent concentrées dans les secteurs potentiellement pétrolifères. Les acquisitions de températures lors des forages pétroliers constituent l'essentiel des sources. Plus marginalement (en domaine continental uniquement), les données de température sont obtenues dans les mines et galeries souterraines, ainsi que par les sondes-javelots. Cette dernière technique fournit en revanche l'essentiel des données en domaine océanique. Afin de déterminer le flux de chaleur, il faut donc connaître, outre les deux valeurs de températures permettant de déterminer un gradient (température de surface et température en profondeur), la conductivité des matériaux.

1.2.1 Acquisitions

Afin de déterminer la température en profondeur, il est nécessaire de prendre en considération les perturbations du régime thermique associées à la technique employée (*cf.* Beck et Balling, 1991).

Les acquisitions de surface par sondes consistent en la détermination directe du gradient de température. On utilise une sonde-javelot de quelques mètres, qui acquiert deux données de température à deux profondeurs distinctes dans les sédiments, ainsi que la conductivité mesurée *in situ*. Ces techniques, employées souvent à des fins académiques, permettent essentiellement de quantifier le flux de chaleur en domaine océanique. Elles sont occasionnellement utilisées en domaine lacustre (e.g. Sclater et al., 1970). Les corrections à apporter concernent le réchauffement par friction lors de l'insertion du javelot.

Les acquisitions de température dans les galeries souterraines sont très perturbées par la circulation de fluides (eau et air). En outre, les mesures de conductivité dans les mines sont affectées par la distribution des minéralisations dont la conductivité varie drastiquement.

Les données de puits constituent l'essentiel des données disponibles. Les mesures dans les puits en production lors des tests de pression sont marginales. La température des fluides exprimés donne la température à la profondeur du réservoir. Les données proviennent en majorité des mesures de fond de forage (*Bottom Hole Temperature : BHT*). C'est la température des fluides présents dans le puit qui est mesurée ; les effets transitoires dus au forage (introduction de la boue froide depuis la surface) sont enregistrés et affectent la valeur mesurée jusqu'à près de 10 °C. Il est nécessaire d'appliquer de nombreuses corrections empiriques (e.g. Horner, 1951 ; Luhesi, 1983 ; Deming et Chapman, 1988 ; Deming, 1989) afin de restaurer la température en régime permanent (*Virgin Rock Temperature : VRT*). Ces méthodes permettent d'extrapoler la température en régime permanent à partir de plusieurs données en régime transitoire. Si ces données présentent une large incertitude, leur abondance les rend représentatives. La conductivité thermique des roches est souvent mesurée en laboratoire. Des revues des techniques de détermination de la densité de flux de chaleur sont données par Jessop (1990), Beck et Balling (1991), ou Prenskey (1992).

1.2.2 L'exemple du Subandin bolivien

Le chapitre 2 illustre régionalement l'utilisation pratique des données de fond de puits. Une base de près de 1400 données de couples température-profondeur a pu être collectée dans les différentes compagnies pétrolières au cours d'une mission en Bolivie en août 1999. La dispersion des données, la connaissance inégale des conditions d'acquisitions des températures rend les techniques de correction empiriques délicates. Néanmoins, un protocole de correction statistique a été appliqué en suivant la démarche de Springer et Förster (1998). Les données sont corrigées selon les informations disponibles. Lorsque plusieurs

données sont acquises à la même profondeur dans un même puit (situation marginale), des corrections de type Horner-plot (Bullard, 1947 ; Lachenbruch et Brewer, 1959) ont pu être appliquées. La perturbation est corrigée d'après le délai de repos entre le temps marquant la fin de la circulation de la boue de forage t_{circ} et le temps de la mesure t_s . Les températures en régime permanent T_∞ sont données par la relation suivante :

$$T_\infty = BHT(t_s) + A \ln \left(1 + \frac{t_{circ}}{t_s} \right), \quad (1.2.3)$$

où $BHT(t_s)$ est la température mesurée en régime transitoire, T_∞ est la VRT (température en régime permanent), A est la pente de la “droite de Horner” qui est connue si plusieurs valeurs sont disponibles pour un même point et que le délai d'acquisition est connu. Naturellement, ce cas est peu fréquent et Deming (1989) propose un délai de 5h pour une correction statistique. Luhesi (1983) et Springer et Förster (1998) estiment que l'incertitude produite par ce choix arbitraire est très faible au regard des températures considérées. Les données où seules températures et profondeurs sont disponibles sont corrigées en attribuant la pente de Horner moyenne déterminée par les situations voisines où davantage d'informations sont disponibles.

L'ensemble des données corrigées pour le Subandin bolivien est donné figure 1.2.1. Après correction, les données restent dispersées, mais il existe un géotherme moyen, linéaire (tiretés), qui s'écarte peu des valeurs moyennes calculées par intervalles de 50 m (trait plein). Sa pente est de $22,7^\circ\text{C km}^{-1}$ et il intercepte la surface avec une valeur de $22,6^\circ\text{C}$, qui correspond à la température moyenne annuelle pour le Subandin bolivien (Wernstedt, 1972). L'écart-type est constamment de l'ordre de 10°C (hormis en deçà de 4000 m) ; le fait qu'il ne diminue pas lorsque la profondeur décroît l'influence des phénomènes superficiels qui perturbent fortement le régime thermique dans les premiers kilomètres. Le géotherme linéaire a une valeur régionale puisqu'il moyenne ces perturbations. Prendre une conductivité moyenne ayant une valeur régionale augmente l'incertitude. Il est préférable de travailler sur chaque puit en introduisant les profils de conductivité correspondant aux lithologies locales et d'intégrer l'histoire thermique de chacun d'eux (cf. chapitre 2). Les résultats obtenus suggèrent un flux moyen de 50 mW m^{-2} , ce qui correspond, pour le géotherme linéaire, à une conductivité moyenne de $2,2 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. Cette valeur est légèrement plus basse que la moyenne des conductivités proposées par Henry et Pollack sur les roches du Subandin (1988).

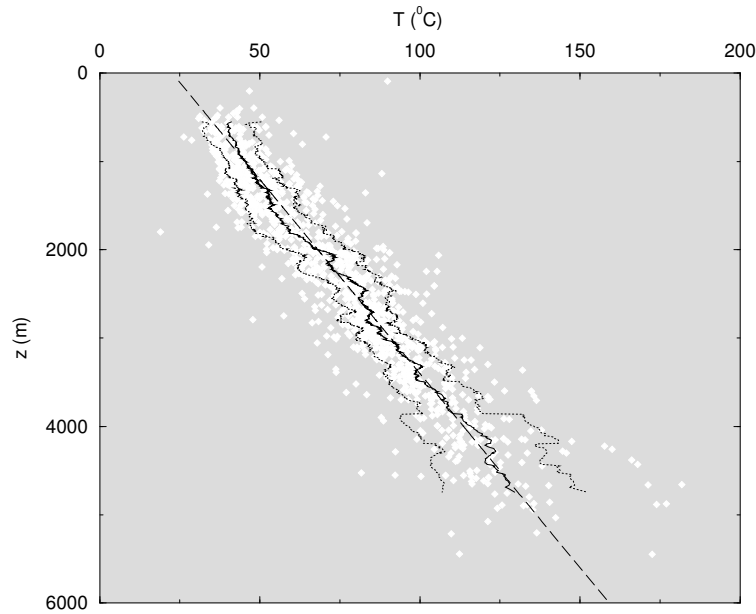


FIG. 1.2.1 – Températures de fond de puits (BHTs) dans le Subandin bolivien, après correction. Les tiretés donnent la régression linéaire des données, le trait plein les valeurs moyennes par intervalles de 50 m, et les pointillés donnent l'écart-type autour de cette valeur moyenne.

1.3 Régime thermique océanique, continental

La synthèse effectuée par Pollack et al. (1993) permet d'appréhender les variations à grandes longueurs d'onde du régime thermique (fig. 1.3.2). Les océans ont une signature thermique très caractéristique où la bathymétrie des bassins océaniques (dont la profondeur minimale est celle des rides, i.e. ~ 2500 m) est directement corrélée au flux de chaleur (e.g. Sclater et al., 1980). La lithosphère océanique, couche limite thermique, évacue la chaleur par conduction. L'épaisseur L de celle-ci dépend simplement de la diffusivité κ telle que $L \sim \sqrt{\kappa t}$ où t est l'âge du plancher océanique. La lithosphère devient plus lourde à mesure qu'elle s'épaissit et par isostasie, la subsidence du plancher océanique varie en $\sqrt{t}$ (e.g. Turcotte et Oxburgh, 1967). Cette loi peut également se décliner en fonction du refroidissement de la lithosphère, quantifié par le régime thermique (e.g. Stein and Stein, 1994). Le flux de chaleur abyssal Q peut alors s'écrire tel que $Q \sim 1/\sqrt{t}$. Les moyennes des données de flux de chaleur en domaine océanique (fig. 1.3.3a) illustrent la relation entre subsidence et régime thermique. Bien que les données soient largement dispersées, le flux de chaleur diminue avec la profondeur en deçà de 2500m (profondeur des rides) tel que décrit ci-dessus. Contrairement aux travaux précédents (e.g Sclater et al., 1980 ; Stein et Stein,

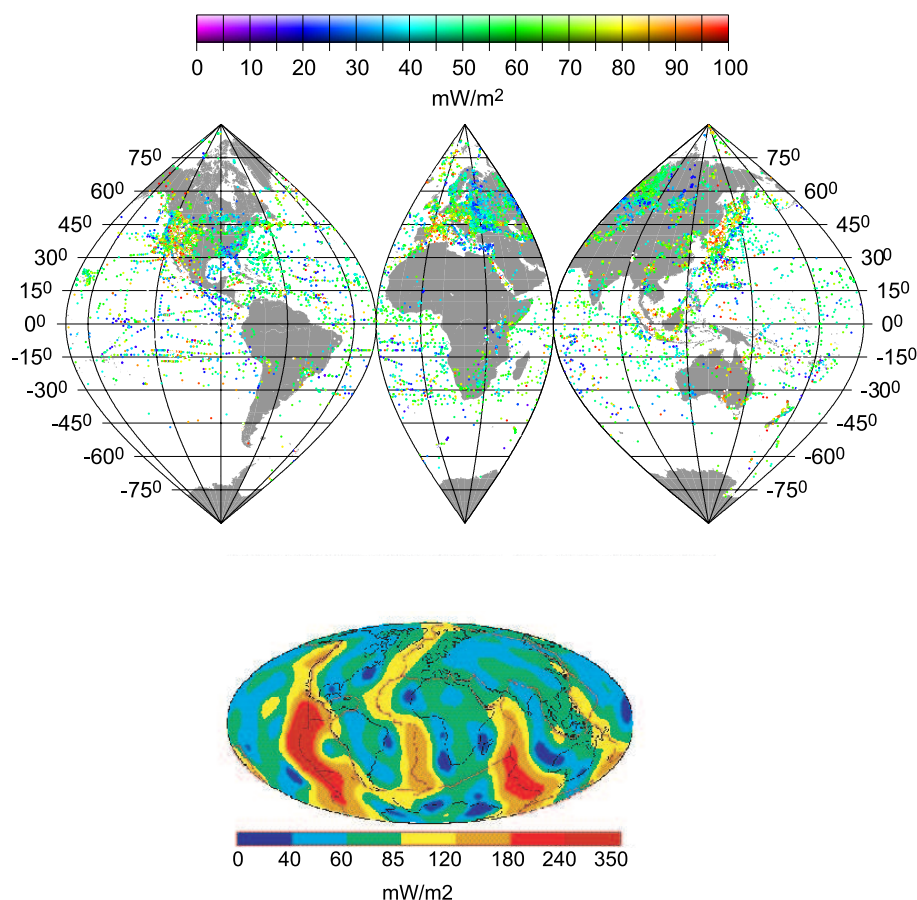


FIG. 1.3.2 – *Données de densité de flux de chaleur et modèle extrapolé en harmoniques sphériques de degré 12 (d'après Pollack et al., 1993.)*

1994), les données présentées figure 1.3.3a ne sont pas restreintes aux seuls bassins dont le plancher océanique est bien identifié, ce qui laisse apparaître une plus grande dispersion, sans altérer le contenu moyen. Les effets de l'hydrothermalisme perturbent drastiquement le régime thermique à proximité des rides, et les données de flux de chaleur indiquent un flux plus faible que le suggère la relation théorique. Afin de quantifier le flux de chaleur océanique, il faut donc éliminer les perturbations dues de l'hydrothermalisme. Les estimations de Sclater et al. (1980) indiquent un flux de chaleur océanique total de l'ordre de 31 TW. Nous avons vu qu'il existe des relations simples (équations 1.3.4) entre flux de chaleur et âge de la lithosphère océanique et entre bathymétrie et âge du plancher océanique. En se basant sur un modèle où la lithosphère est une couche limite thermique se refroidissant (de la même manière que Stein et Stein, 1994), il existe alors une relation entre bathymétrie et

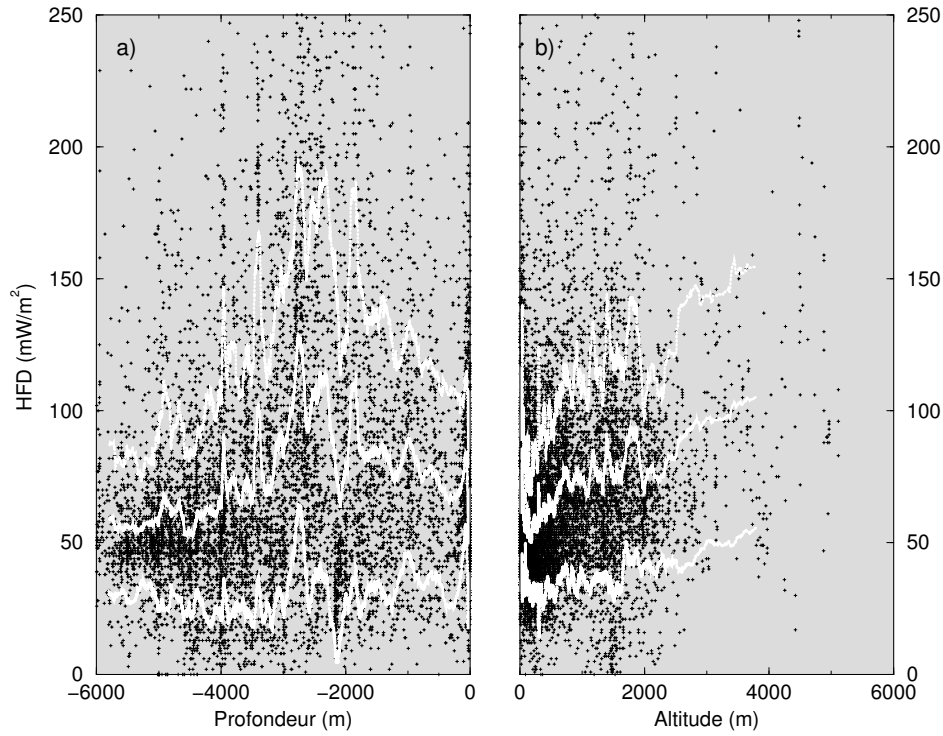


FIG. 1.3.3 – *Densité de flux de chaleur en domaines océanique (a) et continental (b). Les données sont moyennées par blocs de 200 m (courbe centrale blanche); l'enveloppe est donnée par les écarts-types autour des valeurs moyennes.*

flux de chaleur :

$$Q(z) = \frac{2k T_m^2 \alpha \rho_m}{\pi(\rho_m - \rho_w)} \frac{1}{(z - z_r)}, \quad (1.3.4)$$

où $Q(z)$ est le flux de chaleur en fonction de la profondeur z , k la conductivité, α le coefficient de dilatation thermique, z_r la profondeur moyenne des rides, T_m l'augmentation de température à travers la lithosphère, ρ_m la densité du manteau et ρ_w la densité de l'eau. Il est alors possible de calculer le flux de chaleur sur l'ensemble des fonds océaniques à partir de la bathymétrie.

Effectuons le calcul à partir des données de bathymétrie à 5'. Intégré sur l'ensemble des océans, le flux de chaleur est de l'ordre de 28 TW, avec $z_r=2500$ m, $k=3.138$ W m⁻¹K⁻¹, $\alpha=3,28 \cdot 10^{-5}$ K⁻¹ et $T_m=1350$ K, soit une valeur comparable aux estimations précédentes. Il semble en fait qu'un peu plus de chaleur soit transportée par le plancher océanique d'âge ancien que ce qui est prédit par la loi en $1/\sqrt{t}$. La croûte océanique étant mince et pauvre en éléments radiogéniques, les sources thermiques océaniques sont presque exclusivement mantelliques.

La carte en harmoniques sphériques (fig. 1.3.2) met en évidence les océans, dont la signature thermique est corrélée avec leurs vitesses d'expansion, et donc avec l'âge du plancher océanique. La zone où le régime thermique est fort est plus vaste dans le Pacifique, où la dorsale est plus rapide (~ 150 mm/an) que dans l'Atlantique, où l'expansion à la dorsale est lente (< 50 mm/an).

Les profondeurs inférieures à 2500 m correspondent aux marges continentales, et le flux de chaleur n'observe pas le même comportement en fonction de la profondeur que pour les bassins océaniques (fig. 1.3.3). Sur Terre, les altitudes comprises entre -2500 m et -500 m (talus) sont de toute façon suffisamment restreintes pour qu'on puisse les négliger. Le flux de chaleur moyen des zones où la géodynamique est active (dorsales et points chauds) est très élevé puisqu'ils évacuent sur une faible surface près de 10% de la chaleur terrestre dont la source est au noyau (Sleep, 1990).

En domaine continental, les contrôles du régime thermique sont plus nombreux qu'en domaine océanique et le flux de chaleur y est moins prédictible. Aux contrôles profonds, crustaux ou mantelliques, se superposent les phénomènes superficiels qui rendent difficile la description du flux de chaleur. En domaine continental, le flux de chaleur augmente sensiblement avec l'altitude (fig. 1.3.3b). Pour les altitudes peu élevées (inférieures à 1500 m), il augmente fortement avec l'altitude (près de $16 \cdot 10^{-3} \text{ mW m}^{-2} \text{ m}^{-1}$). Pour les altitudes plus élevées, une plus forte incertitude existe, mais le flux de chaleur continue à augmenter. La croûte (particulièrement la croûte supérieure) est enrichie en éléments radiogéniques (U, Th, K). La désintégration de ces éléments est exothermique. La concentration de ces éléments dans la croûte (de l'ordre de $5 \mu\text{g/g}$ pour l'uranium, e.g. Mac Donough et Sun, 1995, Rudnick et Fountain, 1995) est telle qu'elle représente une part significative de la chaleur évacuée par la Terre. La production radiogénique (U, $94,35 \mu\text{W m}^{-3}$; Th, $26,6 \mu\text{W m}^{-3}$; K, $0,0035 \mu\text{W m}^{-3}$) apparaît donc comme le meilleur candidat pour expliquer l'augmentation du régime thermique avec l'altitude. Mais la dispersion des données doit être expliquée par le cumul de phénomènes, particulièrement dans les zones tectoniquement actives, où les perturbations dépendent de l'espace et du temps. Si l'on reconnaît cette augmentation du régime thermique avec l'altitude, il est difficile en revanche de dégager des provinces thermiques en domaine continental, bien que les cratons soient généralement froids et les domaines orogéniques globalement chauds (fig. 1.3.2). Nous verrons par la suite sur différents exemples de chaînes de montagnes comment des différences spectaculaires de régime thermique s'expliquent par des différences de cinématique.

Le flux de chaleur à la base de la croûte est attribué à une source mantellique. C'est-

à-dire tout le flux de chaleur en domaine océanique, une faible part en domaine continental. Cependant, en domaine océanique comme en domaine continental, une source de chaleur qui n'est jamais mentionnée contribue au flux profond : la friction aux limites de la lithosphère. Celle-ci constitue la seule force résistante de la tectonique des plaques et équilibre les forces motrices, qui sont de l'ordre de 10^{13} à 5.10^{13} N m⁻¹ (force par mètre linéaire de plaque parallèlement aux dorsales, *cf.* section 1.2.2). Les plaques ont une longueur caractéristique de 5000 à 10000 km (perpendiculairement aux dorsales) et se déplacent à des vitesses absolues jusqu'à 10 cm/an. La chaleur produite par friction sur les limites de la plaque s'écrit, en moyenne par unité de surface :

$$Q_f = \tau_{xz} V. \quad (1.3.5)$$

Une plaque de 5000 km de longueur se mouvant à 5 cm/an produit donc de la chaleur par friction à sa limite avec l'asthénosphère à raison de 3,2 à 16 mW m⁻² pour une force motrice de 10^{13} et de 5.10^{13} N m⁻¹, respectivement. Si ces valeurs sont moyennes sur l'ensemble de la Terre, une contribution de 1,6 à 8 TW est apportée par la friction à la base des plaques en mouvement. Ce flux de chaleur ne représente pas une source de chaleur nouvelle que l'on pourrait additionner aux sources internes du manteau ; il s'agit en fait d'une redistribution hétérogène de ces sources. En domaine océanique, cette chaleur représente moins de 10% du flux de chaleur profond ; en domaine continental en revanche, un tel flux de chaleur représente une part très importante du flux réduit¹ puisqu'il y est de l'ordre de 15 mW m⁻², et ces grandeurs sont comparables.

Le flux de chaleur terrestre rapporté à l'unité de surface est faible (quelques dizaines de mW m⁻²), son évaluation, comme l'interprétation du signal thermique, nécessite donc des précautions.

1.4 Aperçu du régime thermique des orogènes

1.4.1 Introduction

Outre les précautions à prendre lors de l'acquisition des données, il est important de clarifier la notion de flux de chaleur, non pas en terme de processus physique, mais d'abord en termes de convention dans la description. La densité de flux de chaleur est définie comme

¹flux à la base de la croûte, *cf.* section 1.5.1

la somme de la chaleur radiogénique crustale et du flux de chaleur réduit, dont la source est plus profonde. Cependant, la pratique veut qu'elle intègre également les perturbations dont les sources crustales sont indissociables *a priori* de la source radiogénique (chaleur de friction, de déformation *etc*). Avant d'interpréter les données thermiques en termes de densité de flux de chaleur, il faut prendre en compte les diverses perturbations qui s'y appliquent (*cf.* chapitre 2). Une large confusion dans la quantification du flux de chaleur est présente, et si les données synthétisées par Pollack et al. (1993) ont une grande valeur statistique, leur interprétation à l'échelle locale requiert quelques modérations puisqu'elles comprennent à la fois des données de densité de flux de chaleur (telles que défini ci-dessus) et des données non corrigées des perturbations superposées (érosion, sédimentation, circulation de fluides, relief, variation du climat *etc.*, *cf.* chapitre 2). Les données montrent une forte variabilité latérale, reflet des divers contrôles du régime thermique, mais également des corrections inhomogènes qui ont été appliquées. Les processus géodynamiques affectent le régime thermique avec des longueurs d'onde et des amplitudes variables (fig. 1.4.4). Au

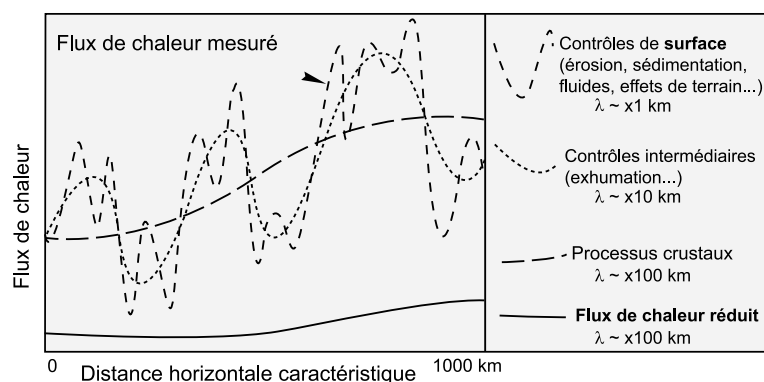


FIG. 1.4.4 – Contrôles du régime thermique et anomalies thermiques. Le flux réduit (trait plein) désigne le flux à la base de la croûte, la densité de flux de chaleur (longs tirets) est la somme du flux réduit et de la production radiogénique crustale. Les courbes pointillées dénotent les perturbations aux échelles inférieures. λ est la longueur d'onde caractéristique de la perturbation.

flux de chaleur réduit se superposent des phénomènes moins profonds. La longueur d'onde d'une anomalie, est corrélée à la profondeur du phénomène responsable de celle-ci (e.g. Chapman et Rybach, 1985). L'amplitude d'une anomalie sinusoïdale du flux de chaleur (dont la longueur d'onde est λ) à la profondeur z s'écrit :

$$Q(x, z) = Q(z) \cos \frac{2\pi}{\lambda} x, \quad (1.4.6)$$

Il existe un seuil de profondeur en deçà duquel, pour une longueur d'onde donnée, l'amplitude de l'anomalie en surface devient négligeable. On montre qu'en régime permanent, le rapport entre l'amplitude d'une anomalie en surface $Q(0)$ et l'amplitude à une profondeur z est donné par (e.g. Jaupart et Mareschal, 1999) :

$$\frac{Q(0)}{Q(z)} = \frac{1}{\cosh\left(2\pi\frac{z}{\lambda}\right)}. \quad (1.4.7)$$

L'amplitude de l'anomalie en surface est 10 fois moindre que celle à la profondeur z

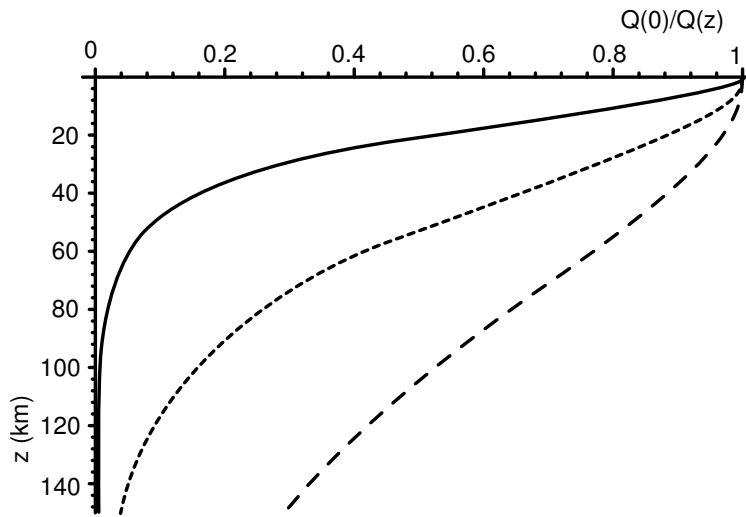


FIG. 1.4.5 – Rapport entre l'amplitude d'une anomalie périodique du flux de chaleur en surface $Q(0)$ et en profondeur $Q(z)$ où z est la profondeur et λ est la longueur d'onde (trait plein : $\lambda=100$ km ; pointillés : $\lambda=250$ km ; tiretés : $\lambda=500$ km).

pour une longueur d'onde inférieure à $2,8 z$ (fig. 1.4.5). Par conséquent, les anomalies profondes ont une signature large en surface, mais dont l'amplitude est d'autant plus diminuée qu'elles sont profondes. Les anomalies profondes de faibles longueurs d'onde sont donc filtrées.

Ainsi, la signature du flux réduit en surface varie avec une grande longueur d'onde et une amplitude modérée (e.g. Jaupart et Mareschal, 1999). La densité de flux de chaleur, qui intègre les sources de chaleur crustales, varie avec une longueur d'onde décakilométrique et une forte amplitude. Les phénomènes superficiels, eux, peuvent varier avec une très faible longueur d'onde mais une amplitude importante. Mais de la même manière, s'ils ont une courte longueur d'onde, leur incidence décroît rapidement en profondeur.

Il devient alors possible d'ébaucher une hiérarchisation des phénomènes en se basant

sur leurs longueurs d'onde, un processus profond ne pouvant pas avoir une signature à courte longueur d'onde en surface. En domaine orogénique, de nombreux phénomènes venant perturber le signal profond sont induits par la dynamique de la collision. C'est pourquoi, la variabilité des données est plus grande dans les chaînes de montagnes (fig. 1.3.3b, l'écart-type augmente sensiblement pour les altitudes supérieures à 1000 m.).

Un aperçu synthétique des anomalies thermiques dans les orogènes est donné figure 1.4.6 (par rapport à un régime permanent dans un domaine stable comme un craton). On distingue plusieurs sources d'anomalies thermiques. Les phénomènes profonds, es-

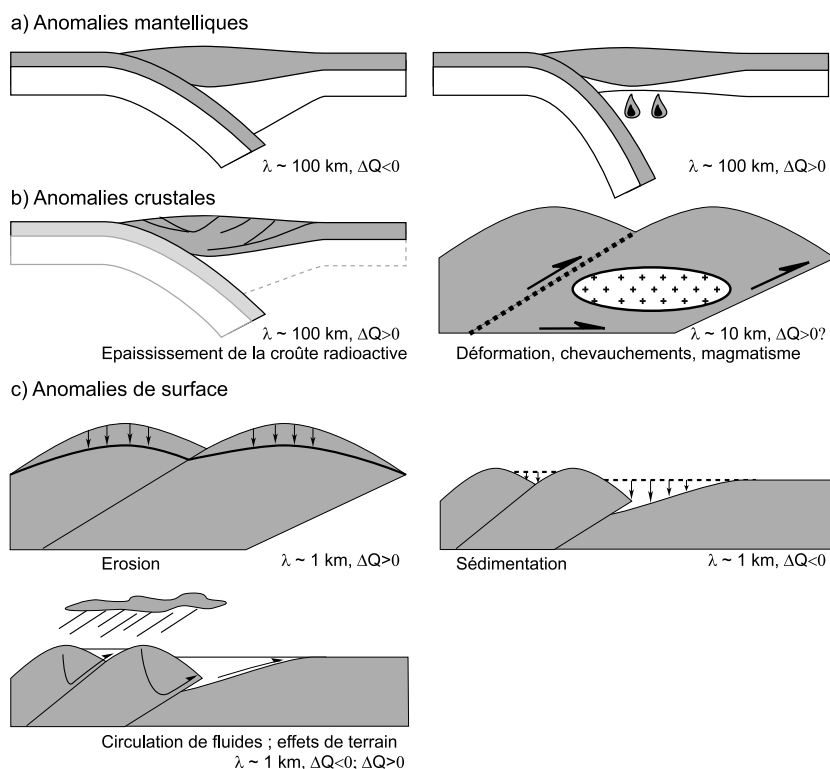


FIG. 1.4.6 – Contrôles géodynamique du régime thermique en domaine orogénique. ΔQ désigne la polarité de l'anomalie thermique, et λ sa longueur d'onde. a) Anomalies mantelliques, lorsque la lithosphère est surépaissie ($\Delta Q < 0$, $\lambda > \lambda_{orog}$, à droite) ou qu'il y a au contraire délamination de la lithosphère ($\Delta Q > 0$, $\lambda > 100$ km, à gauche). b) Anomalies crustales : épaississement de la croûte radioactive ($\Delta Q > 0$, $\lambda \sim 100$ km), déformation ($\Delta Q > 0$, $\lambda \sim \lambda_{orog}$), chevauchements ($\Delta Q < 0$?, $\lambda \sim 10$ km), friction sur les failles ($\Delta Q > 0$, $\lambda \sim 10$ km), magmatisme ($\Delta Q > 0$, λ variable), c) anomalies de surface : érosion ($\Delta Q > 0$, $\lambda \sim 1$ km), sédimentation ($\Delta Q < 0$, $\lambda \sim 1$ km), circulation de fluides ($\Delta Q > 0$ dans la chaîne, $\Delta Q < 0$ dans l'avant-pays, $\lambda \sim 1$ km.).

sentiellement liés à l'épaisseur de la lithosphère peuvent augmenter le flux de chaleur

si la lithosphère est amincie et inversement si elle est épaissie. La croûte est le siège de nombreux processus qui contrôlent le régime thermique, parmi lesquels on retiendra l'épaississement crustal, qui augmente la densité de flux de chaleur en accroissant la production radiogénique de la croûte supérieure, et les perturbations liées à la déformation (effets exothermiques de la friction sur les failles et de la déformation interne, effets transitoires dus aux chevauchements *etc*). Enfin, les effets de surface induisent des effets transitoires. On citera la sédimentation, qui a pour effet d'abaisser le régime thermique apparent lorsque les sédiments froids se déposent ; l'érosion, qui au contraire augmente le flux de chaleur ; la circulation de fluides météoriques où les zones de recharge (de décharge) sont potentiellement refroidies (réchauffées) ; et les effets de terrain (topographie et paramètres géographiques locaux) qui perturbent le signal thermique.

Appuyons-nous sur des exemples issus de diverses chaînes de montagnes afin d'appréhender qualitativement ces contrôles thermiques.

1.4.2 Signal thermique des orogènes : exemples régionaux

En illustrant la problématique par des exemples de chaînes de montagnes où les paramètres géodynamiques sont bien connus, nous essaierons de tirer les traits principaux du régime thermique en domaine orogénique. La figure 1.4.7 présente les données de densité de flux de chaleur sur plusieurs chaînes de montagnes ; les profils thermiques sont comparés sur la figure 2.1.1 (chapitre 2). Il n'y a pas de profil thermique standard au travers des chaînes de montagnes. Si dans l'ensemble, on observe un gradient depuis les bassins d'avant-pays, plutôt froids ($\sim 40\text{-}50 \text{ mW m}^{-2}$) vers les avant-pays plissés où seule la couverture est déformée ($\sim 60 \text{ mW m}^{-2}$), puis les zones internes où la déformation implique la croûte ($\sim 100 \text{ mW m}^{-2}$), les zones les plus chaudes ne sont pas nécessairement à l'aplomb des secteurs où la croûte est la plus épaisse, et les avant-pays sédimentaires ne sont pas forcément froids. Nous nous proposons d'essayer d'identifier les acteurs principaux du régime thermique de ces orogènes.

Les Apennins

Le régime thermique dans les Apennins montre une très forte asymétrie d'est en ouest. L'importante prospection pétrolière et hydrothermale dans cette région fournit une abondante documentation sur le régime thermique. Au nord-est, l'avant-pays apenninique se confond avec l'avant-pays alpin pour former la plaine padane, où le régime thermique

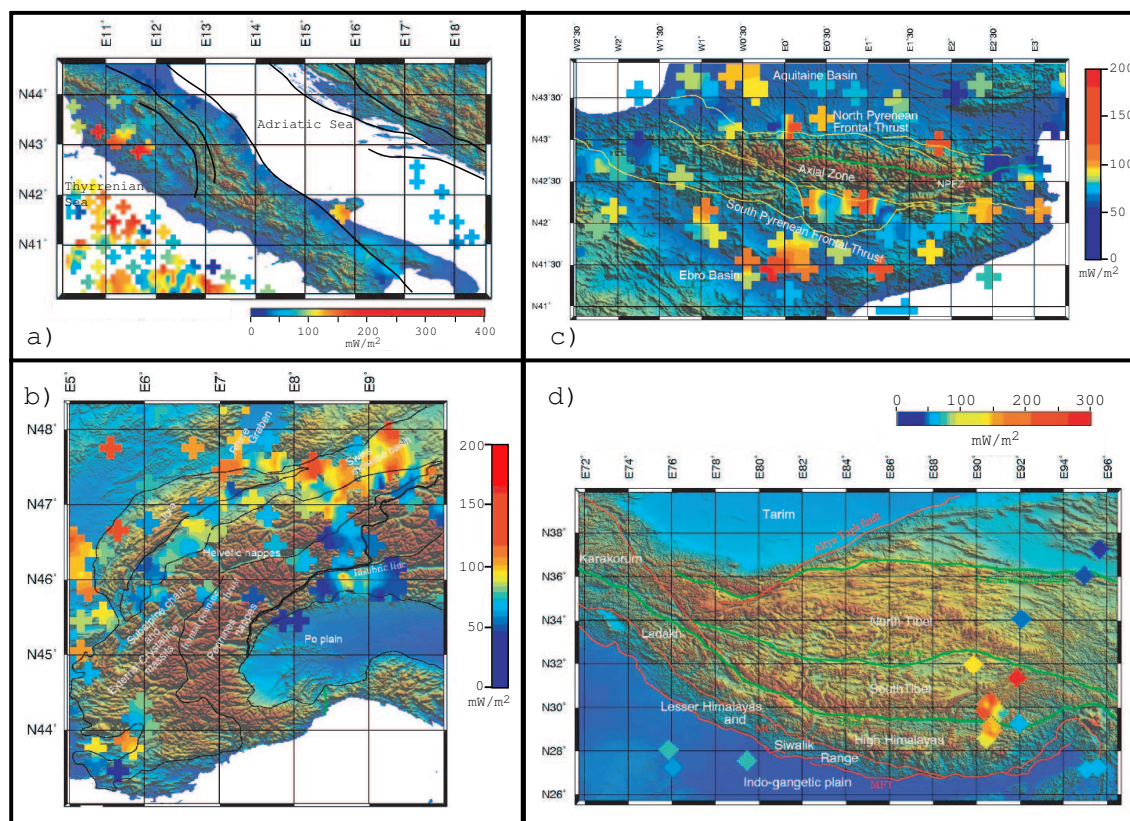


FIG. 1.4.7 – Densités de flux de chaleur sur a) les Apennins, b) les Alpes, c) Les Pyrénées, et d) l'Himalaya et le Tibet (d'après les données synthétisées par Pollack et al., 1993).

est très faible (moins de 40 mW m^{-2} , fig. 1.4.7a). Celui-ci se prolonge vers le sud pour former un prisme sédimentaire à l'aplomb de la subduction adriatique. À l'ouest, le fort régime thermique est bien illustré par le champ thermique de Larderello en Toscane. Il est exploité industriellement de longue date (1904) et la densité de flux de chaleur y excède 150 mW m^{-2} . Enfin, plus à l'ouest est la mer Tyrrénienne, où le régime thermique est également très élevé.

Le profil thermique des Apennins est remarquablement corrélé avec la structure. À l'est, un avant-pays où la sédimentation est très récente et très puissante (jusqu'à 8 km de sédimentation post-messinienne) et le flux de chaleur très faible. Les Apennins *sensu stricto* forment un prisme compressif à l'aplomb de la subduction adriatique (e.g. Roure et al., 1990 ; Casero et al., 1991). L'épaisseur crustale y est modérée, et le flux de chaleur n'est pas très fort. Plus à l'ouest, les Apennins sont en contexte tectonique extensif rapide ($\sim 6 \text{ cm/an}$, e.g. Patacca et al., 1990 ; Faccenna et al., 2001) et les épaisseurs crustales et lithosphériques diminuent. Le régime thermique élevé correspond à celui prédit pour

les extensions (e.g. Fleitout, 1984). En Toscane, le magmatisme associé à l'extension se manifeste par un régime thermique très fort.

L'exemple des Apennins met donc en évidence un contrôle lithosphérique du régime thermique (amincissement de la lithosphère vers l'ouest accompagnant un flux de chaleur croissant), mais aussi des processus de surface (effets de la sédimentation dans la plaine padane) et les effets du magmatisme superficiel, qui augmente encore significativement le régime thermique.

Les Alpes

Les Alpes fournissent un exemple difficilement explicable au premier abord du régime thermique en domaine orogénique : les extrema du profil thermique sont situés dans ses deux bassins d'avant-pays. Les mesures de densité de flux de chaleur dans la plaine du Pô sont extrêmement faibles (jusqu'en deçà de 30 mW m^{-2}), tandis que le flux de chaleur dans le bassin molassique suisse atteint plus de 100 mW m^{-2} . Cet exemple donne néanmoins une clef en mettant en valeur l'importance de la cinématique des processus.

Le paroxysme dans la formation des Alpes a eu lieu il y a 25-30 Ma. Le maximum de sédimentation dans le bassin molassique suisse date de la même époque (e.g. Schlunegger et al., 1997) et les dépôts récents sont très peu puissants. En revanche, la sédimentation post-messinienne dans la plaine du Pô est très forte et on y observe une nette corrélation entre les dépocentres alpins (et apenniniques) et les minima de flux de chaleurs (Pasquale et Verdoya, 1990). Cet exemple illustre très bien l'importance de la cinématique dans le régime thermique des chaînes de montagnes. Le bassin molassique suisse, bien qu'ayant une forte épaisseur sédimentaire, est chaud car les effets transitoires dus à la sédimentation n'apparaissent plus, tandis qu'ils dominent dans la plaine du Pô. Si le bassin molassique est très chaud au niveau de la suisse, il l'est beaucoup moins ($\sim 60 \text{ mW m}^{-2}$) plus à l'ouest (cf. fig. 1.4.7b). La proximité des bassins panoniens et rhénans en ouverture (où la densité de flux de chaleur atteint actuellement près de 140 mW m^{-2}) laisse supposer un contrôle thermique du même type sous le bassin molassique suisse. Le contrôle de la thermicité par un amincissement de la lithosphère apparaît maintenant.

Les Pyrénées

Dans les Pyrénées, les données sont largement concentrées dans les avant-pays (fig. 1.4.7c) en raison des objectifs industriels. Le flux de chaleur est assez élevé dans l'en-

semble, et atteint plus de 150 mW m^{-2} dans le bassin de l'Ebre et 80 mW m^{-2} dans le bassin aquitain. On note en outre une très forte variabilité latérale des données de flux de chaleur.

De la même manière que dans les Alpes, la sédimentation n'a plus d'influence sur le régime thermique dans les avant-pays ; là encore, c'est la cinématique des processus qui apparaît. Les avant-pays sont même particulièrement chauds. La très grande variabilité latérale des données de flux de chaleur illustre d'une part la très grande incertitude sur les données, mais aussi la prépondérance locale des processus à faible longueur d'onde et grande amplitude : les phénomènes de surface qui amplifient ou diminuent le régime thermique apparent.

Himalaya et Tibet

Le haut plateau du Tibet et l'Himalaya sont souvent évoqués avec tous leurs extrêmes, d'altitude, de dimensions *etc.* Il n'est alors pas suprenant qu'on y ajoute un extrême supplémentaire, celui du régime thermique (fig. 1.4.7d). Certaines valeurs répertoriées par Pollack et al. (1993) atteignent près de 300 mW m^{-2} au sud du Tibet. Si ces valeurs sont situées pour la plupart dans des sites où l'hydrothermalisme très actif, dans des provinces magmatiques, peut affecter localement les mesures, de nombreuses observations -outre l'hydrothermalisme- comme le volcanisme, la faible profondeur de la sismicité (qui suggère que la croûte cassante est peu épaisse), le magnétisme qui indique que la profondeur de Curie est peu profonde *etc.* (cf. Le Pichon et al., 1997 et références incluses) convergent néanmoins vers l'idée que le sud du Tibet est très chaud (on retiendra un maximum de 150 mW m^{-2} mesuré par Francheteau et al., 1984). La chaîne himalayenne montre également des valeurs de flux de chaleur très fortes (supérieures à 150 mW m^{-2}). Au front sud-himalayen, le flux de chaleur a des valeurs légèrement élevées pour un avant-pays ($60\text{-}70 \text{ mW m}^{-2}$).

Dans le cas du Tibet, en négligeant les valeurs très élevées, la croûte très épaisse (plus de 70 km, Nelson et al., 1996) explique en grande partie le très fort régime thermique. Sapin et Hirn (1997) suggèrent même que la croûte sismique est largement composée de croûte supérieure radiogénique, et qu'une partie de la croûte inférieure pourrait être masquée par un métamorphisme éclogitique, laissant apparaître un Moho sismique moins profond qu'il ne l'est en réalité. Auquel cas la croûte felsique, d'autant plus épaisse, produit davantage de chaleur et augmente le régime thermique en conséquence.

En Himalaya, la croûte est moins épaisse qu'au Tibet. En revanche, l'érosion est nulle

au Tibet tandis qu'elle est très forte en Himalaya (~ 2 mm/an, e.g. Corrigan et Crowley, 1992, Jackson et Bilham, 1994). L'exhumation très rapide générée par ces vitesses d'érosion explique alors le fort régime thermique observé.

L'Himalaya et le Tibet fournissent ici une illustration de deux nouveaux contrôles du régime thermique induisant une anomalie positive : l'épaisseur crustale du Tibet, et l'érosion intense due à la mousson en Himalaya.

1.5 Phénomènes thermiques profonds et régionaux

Les exemples précédents nous ont permis d'illustrer simplement les différents contrôles du régime thermique dans les chaînes de montagnes. Malgré les incertitudes, il a été possible de reconnaître l'influence qualitative des processus géodynamiques influant sur le régime thermique. Dans la section suivante, nous nous attacherons à quantifier l'influence de ces phénomènes sur le régime thermique. On distingue les phénomènes statiques, c'est-à-dire qu'ils sont indépendants de la dynamique de l'orogénèse, et les processus dynamiques. Les premiers comprennent la contribution mantellique, et la chaleur due à la production radiogénique crustale. Les effets dynamiques sont la production de chaleur associée aux déformations, mais aussi les perturbations dues aux phénomènes superficiels. Une attention particulière sera portée à ces derniers dans le chapitre 2.

1.5.1 Flux de chaleur mantellique et production radiogénique crustale

En domaine cratonique

Les données disponibles ne donnent pas accès au flux réduit. Elles donnent en général la densité de flux de chaleur, c'est-à-dire la somme du flux réduit et de la contribution crustale, possiblement corrigée des phénomènes superficiels. En domaine orogénique, elles intègrent également certains phénomènes thermiques dynamiques liés à la déformation.

Le flux de chaleur continental en surface Q_0 dénué d'effets dynamiques s'écrit :

$$Q_0 = Q_r + \int_0^S A(z) dz, \quad (1.5.8)$$

où Q_r est le flux réduit, S l'épaisseur crustale et $A(z)$ la production radiogénique en fonction de la profondeur.

Le problème du contrôle du régime thermique par la production radiogénique crustale est soulevé de longue date, comme en témoigne cet extrait de Birch, en 1947 :

*To my mind no single outstanding problem is more important for understanding of geological processes than the problem of the distribution of temperature throughout the upper 100 km or so, as dependent upon such factors as time, sedimentary cover, and deformation; and probably no geological or geophysical problem has resisted solution more stubbornly. The principal difficulty is our ignorance of the distribution of the radioactive heat producing elements. We have no difficulty in finding possible distributions, consistent with our meagre observational data. But none of the possible distributions really imposes itself as conclusive. The differences between the possible distributions with regard to temperatures are very great, and probably entirely different geological processes would have to be invoked for some of the more extreme types. Thus, every conceivable method of introducing further restrictions on the possible distributions requires careful study.*²

Birch résume la problématique, alors que les contrôles de la densité de flux de chaleur étaient peu connus. Il restreint le problème à une source mantellique dont il considère *a priori* les variations comme négligeables et à une contribution radiogénique de la croûte, et écarte les phénomènes dynamiques, qui ne sont pas toujours présents.

Pour caractériser le flux réduit, il est indispensable de connaître auparavant la production radiogénique de la croûte. En 1968, Birch et al. proposent une relation linéaire entre la densité de flux de chaleur et la production radiogénique des roches de surface, soit :

$$Q_0 = Q_r + A_0 D, \quad (1.5.9)$$

où A_0 est la production radiogénique en surface, D une longueur caractéristique de la distribution des éléments radiogéniques. Cette loi permet d'approximer le flux réduit, en extrapolant les régressions linéaires sur différentes provinces (fig. 1.5.8). En admettant une relation linéaire entre production radiogénique en surface et densité de flux de chaleur, sur l'ensemble des continents, un flux réduit de l'ordre de 30 mW m^{-2} est alors proposé,

²extrait de : Birch, F., Crustal structure and surface heat flow near the Colorado Front Range, *Trans. Am. Geophys. Union*, 28, 792-797, 1947.

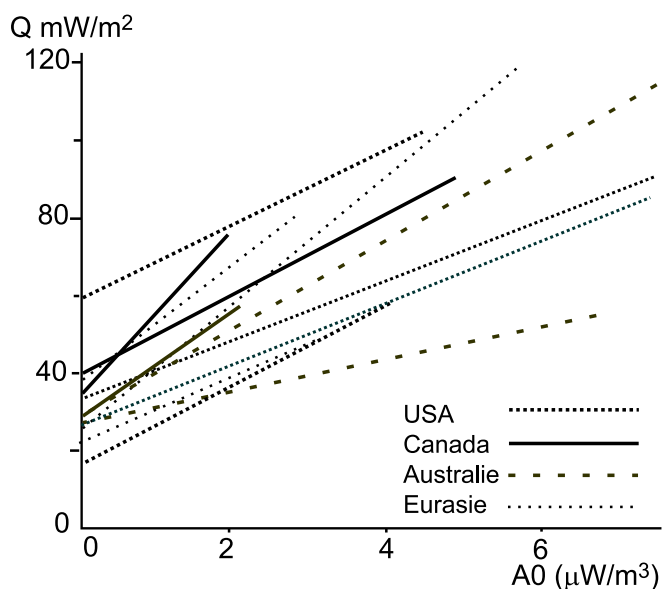


FIG. 1.5.8 – Régressions linéaires des rapports flux de chaleur en surface / production radiogénique pour différentes provinces, (d'après Roy et al., 1968, Jessop et al., 1984, Mareschal et al., 1997).

malgré la très grande dispersion des données. Ces données suggèrent aussi que la longueur D est de l'ordre de 10 km en domaine cratonique. En outre, les plus faibles valeurs de densité de flux de chaleur en domaine cratonique sont de l'ordre de $20\text{--}25 \text{ mW m}^{-2}$ (de rares valeurs marginales que nous écarterons sont cependant inférieures). Ce minimum fournit une borne supérieure au flux réduit puisqu'il est la somme du flux réduit et d'une production radiogénique crustale positive.

Le flux réduit est ici admis comme une valeur constante, intrinsèque au manteau et indépendant des autres processus thermiques. Or, les sources de chaleur comme ici la production radiogénique modifient le champ thermique et, selon la loi de Fourier, le flux de chaleur dépend du gradient thermique. Le flux réduit sera donc plus fort en l'absence de sources de chaleur dans la croûte et inversement si les sources crustale augmentent. Cette erreur systématiquement commise invalide *a priori* l'approche de Roy et al. (1968). Cependant, le flux réduit étant de toute façon faible au regard des autres sources en domaine continental, nous négligerons ses variations.

Le débat sur la distribution des sources de chaleur, entre manteau et croûte persiste puisqu'une grande incertitude demeure. Les efforts pour distinguer contributions crustale et mantellique sont appuyés par les données de flux de chaleur continental (Pollack et al., 1993), des modèles géochimiques globaux (e.g. Galer et al., 1989), des modèles

mécaniques globaux (e.g. Jaupart et al., 1998), la thermobarométrie sur les xénolithes (e.g. Rudnick et Fountain, 1995) et les modèles de coupes crustales (e.g. Pinet et Jaupart, 1987). Rudnick et al. (1998) effectuent une revue des modèles existants et proposent une contribution mantellique de l'ordre de $10\text{-}15 \text{ mW m}^{-2}$.

D'abondants travaux sont basés sur le postulat formalisé par la relation (1.5.9) proposée par Roy et al. (1968), qui donne une relation linéaire entre flux de chaleur et production radiogénique en surface. Ceci limite naturellement les possibilités de répartition des sources de chaleur dans la croûte. En 1970, Lachenbruch, partant de cette hypothèse, propose une loi de distribution des éléments radiogéniques décroissant exponentiellement, tel que :

$$A(z) = A_0 \exp\left(-\frac{z}{D}\right). \quad (1.5.10)$$

Cette relation qui localise les éléments radiogéniques à proximité de la surface conduit à l'équation 1.5.9. Elle a été très largement admise jusqu'à présent (e.g. Cermák et al., 1991) sans pour autant satisfaire pleinement les données, ainsi que le signalent Jaupart et Mareschal (1999). Les rapports densité de flux de chaleur / production radiogénique sont parfois largement dispersées (e.g. Mareschal et al., 1997) et la relation (1.5.9) est très approximative. De plus, les mesures de production radiogénique sur des sections crustales (e.g. Nicolaysen et al., 1981) ou des forages profonds (KTB en Allemagne, Clauser et al., 1997 ; Kola en Russie, Kukkonen et Clauser, 1994) vont à l'encontre d'une distribution ordonnée des éléments radiogéniques dans la croûte supérieure (fig. 1.5.9). Enfin, nous avons vu que le flux réduit n'est pas une constante mais dépend des sources du champ de température crustal. Cependant, la composition minéralogique, qui laisse supposer que la croûte inférieure est probablement moins riche en éléments radiogéniques que la croûte supérieure. Notons que la loi de distribution inversement exponentielle de la radioactivité utilisée comme référence découle -entre autres- des travaux de Birch, dont la citation donnée ci-dessus nous indique le peu de confiance que lui même accordait à cette hypothèse.

Flux mantellique et production radiogénique en domaine orogénique

Le flux de chaleur augmente avec l'altitude (fig 1.3.3b). L'importance de l'épaisseur crustale en domaine orogénique a été mentionnée précédemment pour le cas du Tibet, où la croûte épaisse de plus de 70 km induit un flux de chaleur très fort. Il est donc nécessaire de connaître la géométrie de la croûte des chaînes de montagnes. Avec une production radiogénique moyenne de $1 \mu\text{W m}^{-3}$, la contribution crustale au flux de chaleur en surface

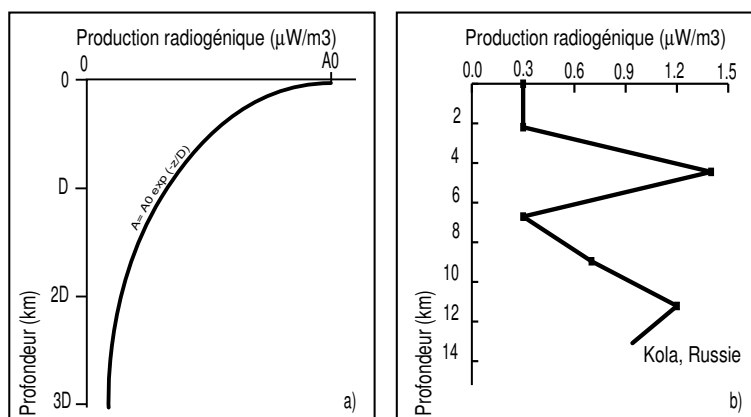


FIG. 1.5.9 – *Décroissance exponentielle de la production radiogénique (e.g. Lachenbruch et al., 1970) et production radiogénique mesurée dans le forage de Kola (Kukkonen et Clauser, 1994).*

pour une croûte de 35 km d'épaisseur est de 35 mW m^{-2} . Pour une croûte surépaissie de 70 km comme au Tibet ou dans les Andes, la croûte contribue à raison de 70 mW m^{-2} , en régime permanent.

En supposant un modèle isostatique local, le flux de chaleur doit augmenter avec l'épaisseur crustale de la même manière qu'avec la topographie. Supposons un épaississement homogène de la croûte dans les chaînes de montagnes, ce qui est valable à grande longueur d'onde. L'augmentation de l'épaisseur de la croûte se traduit par une augmentation de la production radiogénique crustale, qui devrait être corrélée linéairement. Or, le régime thermique augmente plus fortement avec l'altitude lorsque celle-ci est inférieure à 2000 m (fig. 1.3.2). En domaine orogénique, l'érosion retire *a priori* préférentiellement les matériaux de la croûte supérieure, proches de la surface. On conçoit raisonnablement qu'une chaîne de montagnes élevée a davantage été érodée qu'un faible relief. Si la croûte supérieure est enrichie en éléments radiogéniques, la contribution radiogénique crustale n'augmente pas linéairement avec l'altitude puisque les matériaux les plus radiogéniques ont été érodés. Les données de flux de chaleur reflètent ce phénomène. L'hypothèse d'un accroissement linéaire du flux de chaleur avec l'épaisseur crustale constitue alors un cas limite. Plaçons nous dans cette hypothèse. Malgré la dispersion des données, il est possible d'établir une régression linéaire de celles-ci (fig. 1.5.10). Les données des marges continen-

tales sont négligées. Par isostasie, on rapporte les données de flux de chaleur à l'épaisseur crustale. La régression des données (moyennées pour la régression, courbe blanche) donne alors une production radiogénique moyenne de $1,4 \mu\text{W m}^{-3}$. La droite de régression est interceptée par l'axe des ordonnées et donne le flux réduit maximal. Pour une croûte de référence de 30 à 35 km d'épaisseur au niveau de la mer, le flux réduit sous les continents est de 10 mW m^{-2} à 16 mW m^{-2} .

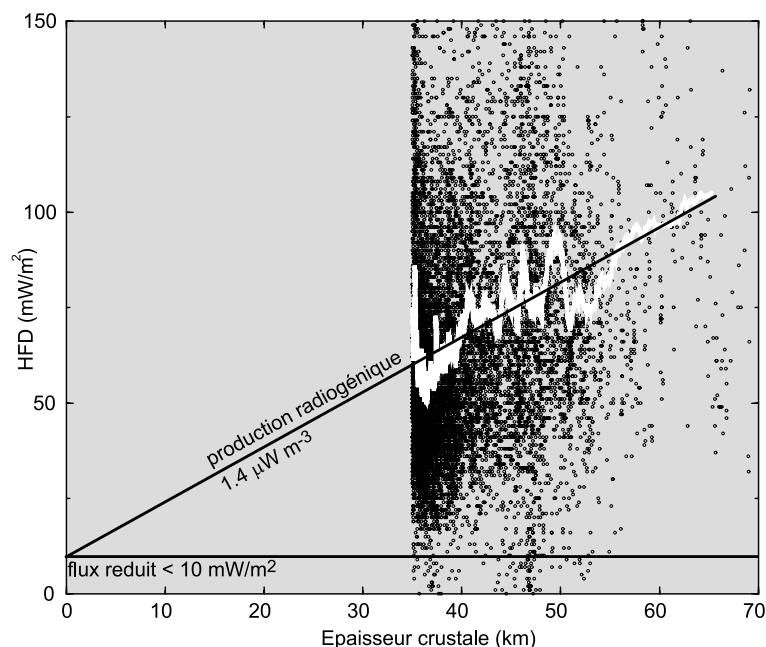


FIG. 1.5.10 – *Extrapolation des données de densité de flux de chaleur en fonction de l'épaisseur crustale. La pente donne la production radiogénique moyenne et l'intercept par l'axe des ordonnées donne le flux réduit maximal pour une croûte de référence épaisse de 35 km au niveau de la mer. La courbe blanche donne les valeurs moyennes par unités de 200 mètres d'épaisseur crustale.*

Cependant, la contribution mantellique varie selon l'épaisseur du manteau lithosphérique sous-jacent. L'incidence de l'épaisseur lithosphérique a été illustrée précédemment dans le cas des Apennins et de la mer Tyrrénienne. De même, les Andes montrent une augmentation du régime thermique à l'aplomb des zones où le panneau plongeant est penté et ne vient pas faire écran entre la plaque chevauchante et l'asthénosphère (fig. 1.5.11). Ces exemples illustrent les limites de l'estimation précédente qui supposent un flux réduit uniforme. Les segments pentés sont soulignés par la sismicité de la plaque Nazca et par le volcanisme sus-jacent.

En se référant particulièrement aux synthèses de Rudnick et al. (1998) et de Jaupart

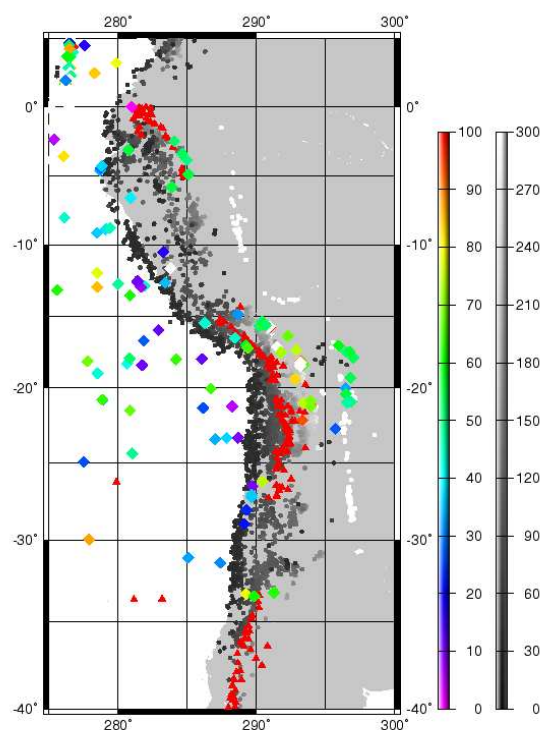


FIG. 1.5.11 – *Sismicité profonde (>50 km, en gris), volcanisme (triangles rouges) et flux de chaleur (losanges) dans les Andes. Le volcanisme souligne les segments où le panneau plongeant est pété, en corrélation avec la sismicité.*

et Mareschal (1999), les divers résultats semblent converger vers une contribution radiogénique moyenne de la croûte au flux de chaleur en surface de l'ordre de 35 mW m^{-2} -soit une production radiogénique moyenne de moins de $1 \mu\text{W m}^{-3}$, ou encore une production radiogénique continentale totale d'environ 8-10 TW. Le flux mantellique par les continents est de l'ordre de $10\text{-}15 \text{ mW m}^{-2}$, soit 2-3 TW au total. Ces résultats récents favorisent une croûte davantage radiogénique et un flux mantellique faible. Une production radiogénique de 35 mW m^{-2} proscrit le modèle "classique" de décroissance exponentielle de la production radiogénique avec la profondeur puisque cela nécessite une production radiogénique en surface de $3,5 \mu\text{W m}^{-3}$ (avec une épaisseur caractéristique D de 10 km), ce qui est bien au-delà des valeurs typiques.

Le Tibet, précédemment évoqué, ou les Andes Centrales ont une épaisseur crustale qui atteint plus de 70 km. Le régime thermique y est très élevé, ainsi qu'en témoignent

les données de densité de flux de chaleur (plus de 150 mW m^{-2} , malgré la grande incertitude sur les données) ; l'ensemble des données de subsurface disponibles confirme que ces hauts plateaux sont extrêmement chauds. Au Tibet (Nelson et al., 1996), une croûte partiellement fondue est suggérée par les données de sismique profonde. Dans les Andes Centrales, les données sismiques (Schmitz et al., 1997) signalent la présence de matériel crustal partiellement fondu en profondeur, abondamment sous la Cordillère Occidentale, et en moindre mesure sous l'Altiplano. Un corps magmatique a été mis en évidence à 20 km de profondeur dans la province volcanique de l'Altiplano-Puna, au Sud de la Bolivie par la forte conductivité électrique (Schwarz et al., 1991) et les données sismiques (Wigger et al., 1993 ; Chmielowski et al., 1999). Baumont et al. (2001) mentionnent une zone de fusion partielle sous la Cordillère Orientale également. Ces observations soulignent le fort régime thermique des hauts plateaux. En régime conductif, les seules sources de chaleur du flux mantellique et de la production radiogénique crustale ne permettent pas d'expliquer une telle densité de flux de chaleur, puisqu'une croûte épaissie à 70 km produit au maximum 70 mW m^{-2} avec une production radiogénique moyenne de $1 \mu\text{W m}^{-3}$ et que le flux mantellique est au plus de 15 mW m^{-2} , soit un total de moins de 100 mW m^{-2} . Il est alors difficile d'expliquer le flux de chaleur en surface sans invoquer des mécanismes supplémentaires. Ainsi, Francheteau et al. (1984) suggèrent une source de chaleur magmatique récente au sud du Tibet.

Considérons différents modèles de géothermes. Le flux de chaleur à une profondeur z dans la croûte s'écrit :

$$Q(z) = Q_r + \int_{z_m}^z A(x) dx, \quad (1.5.11)$$

où z_m est la profondeur du Moho. Après intégration de 1.5.11, le géotherme crustal est alors donné par :

$$T(z) = T_s + \frac{Q_r}{k}z + \int_{z_m}^z dy \int_{z_m}^y A(x) dx, \quad (1.5.12)$$

où k est la conductivité thermique crustale et T_s la température de surface.

La figure 1.5.12 présente différents modèles de géothermes, selon la distribution des sources radiogéniques. Le mode de distribution contrôle la pente du géotherme et la température en profondeur. Pour chaque mode sont calculés les géothermes pour une production radiogénique moyenne crustale A_{moy} de $0.75 \mu\text{W m}^{-3}$ (Rudnick et al., 1998) et de $1 \mu\text{W m}^{-3}$ que l'on considérera comme un maximum. Les courbes rouges figurent le modèle "classique" (1.5.10) de distribution des éléments radiogéniques décroissant exponentiellement avec la profondeur dans une croûte épaissie ($D = 20 \text{ km}$ pour une

croûte surépaissie). Notons qu'une production radiogénique moyenne de $1 \mu\text{W m}^{-3}$ pour le modèle (i') impose une très forte production en surface ($3,5 \mu\text{W m}^{-3}$). Les courbes sont données pour une conductivité k de $3,35 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (a) et de $2,8 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (b). Dans

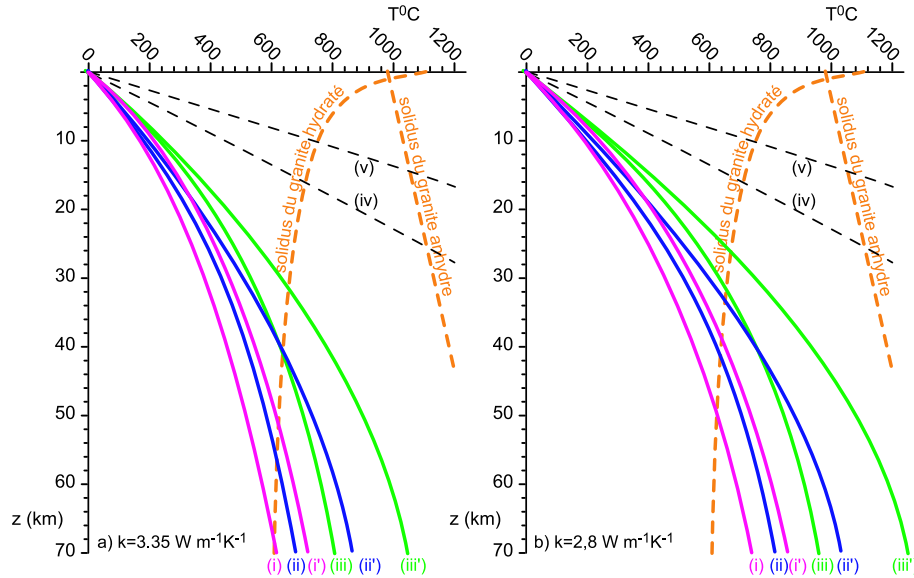


FIG. 1.5.12 – *Interception du solidus par différents modèles de géothermes. $Q_m = 15 \text{ mW m}^{-2}$. a) $k = 3,35 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$; b) $k = 2,8 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$. En rouge, distribution exponentielle des éléments radiogéniques avec la profondeur, avec $A_{\text{moy}} = 0,75 \mu\text{W m}^{-3}$ (i) et $1 \mu\text{W m}^{-3}$ (i'); en bleu, distribution décroissante linéaire des éléments radiogéniques sur l'épaisseur de la croûte, avec $A_{\text{moy}} = 0,75 \mu\text{W m}^{-3}$ (ii) et $1 \mu\text{W m}^{-3}$ (ii'); en vert, distribution homogène sur l'épaisseur de la croûte, avec $A_{\text{moy}} = 0,75 \mu\text{W m}^{-3}$ (iii) et $1 \mu\text{W m}^{-3}$ (iii'). (iv) et (v) géothermes calculés pour une densité de flux de chaleur en surface de 150 mW m^{-2} et 250 mW m^{-2} .*

tous les cas, les géothermes (i) et (i') recoupent le solidus du granite à grande profondeur. Expliquer la fusion partielle dans les hauts plateaux à l'aide de ces seules sources de chaleur est alors impossible. Une alternative impliquant la même production radiogénique crustale est une décroissance linéaire de la radioactivité de la surface à la base de la croûte (courbes bleues). Le solidus est intercepté à des profondeurs moindres lorsque la croûte est moins différenciée. Le phénomène s'accroît encore avec une distribution homogène de la radioactivité (courbes vertes). Pour une conductivité de $2,8 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (b), les géothermes recoupent le solidus du granite anhydre à une profondeur inférieure de l'ordre de 20% aux géothermes lorsque la conductivité est de $3,35 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, soit entre 28 et 49 km de profondeur.

En résumé, les estimations récentes de concentration en éléments radiogéniques dans

la croûte (Rudnick et al., 1998), et l'incertitude croissante sur les modèles de production radiogénique avec la profondeur amènent à reconsidérer les modèles de géotherme. Une production moyenne de $0,75 \mu\text{W m}^{-3}$ dans la croûte suffit à expliquer en partie la fusion partielle observée dans la croûte, sans faire intervenir des mécanismes complexes requérant des conditions extrêmement particulières (e.g. Babeyko et Sobolev, 2001), lorsque la radio-activité est moins concentrée à proximité de la surface que pour un modèle de production décroissante exponentielle.

Les courbes (v) et (v') montrent les géothermes théoriques pour les valeurs maximales de densité de flux de chaleur en surface dans les orogènes (Himalaya et Tibet). Une densité de flux de chaleur de 250 mW m^{-2} ne peut pas avoir de valeur régionale puisque le solidus est intercepté dès les faibles profondeurs et que la croûte serait très largement fondue. On retiendra donc la valeur de 150 mW m^{-2} comme maximum pouvant avoir une signification régionale.

1.5.2 Sources dynamiques de chaleur

En domaine orogénique, des source thermiques supplémentaires apparaissent, qui contribuent également à l'accroissement du régime thermique des chaînes de montagnes. Dans ce chapitre, nous nous attacherons à quantifier les anomalies thermiques associées ; le codage est réalisé en différences finies explicites.

Déformation

La déformation implique une production de chaleur. On distingue la friction sur les limites de la déformation interne. La chaleur Q produite par déformation (dissipation visqueuse) s'écrit par unité de volume :

$$Q = \sigma : \dot{\epsilon}, \quad (1.5.13)$$

où σ et $\dot{\epsilon}$ sont les tenseurs des contraintes déviatoriques et des déformations.

La friction sur les failles est parfois mentionnée comme source de chaleur majeure (e.g. Nicolas et al., 1977 ; Barr et Dahlen, 1989 ; Molnar et England, 1990). Le débat est alimenté par les observations de métamorphisme très prononcé le long des grandes failles décrochantes lithosphériques comme la faille du Fleuve Rouge (e.g. Leloup et al., 1995). Cette hypothèse va à l'encontre des données de densité de flux de chaleur de part et d'autre

de la faille de San Andreas (e.g. Lachenbruch et Sass, 1980) qui n'indiquent pas d'augmentation autre que locale (Lachenbruch et al., 1995) du régime thermique à son approche. Enfin, les calculs suggèrent une augmentation de près de 200°C au niveau du Moho, soit plusieurs dizaines de mW m^{-2} en surface sur la faille (e.g. Ricard et al., 1983 ; Leloup et al., 1998 ; Thatcher et England, 1998). Cependant, les contraintes cisailantes sur une faille sont mal connues. En réalité, la contrainte normale pourrait être forte et la contrainte cisailante faible sur les plans de failles puisque ceux-ci sont lubrifiés par des fluides (Evans, 1992). En outre, un accroissement de la température adoucit la roche dont la déformation devient moins exothermique en retour.

Turcotte et Schubert (1982) envisagent la friction sur le plan de Benioff comme une source de chaleur majeure, et expliquent la localisation du volcanisme à l'aplomb des zones de subduction par ce biais. Dans le chapitre 2, les contraintes cisailantes à la base de la lithosphère ont été déduites du profil topographique des Andes. De la relation (1.5.13), on définit la quantité de chaleur Q_f produite par unité de surface par :

$$Q_f = \tau_{xz}V, \quad (1.5.14)$$

où V est la différence de vitesse entre la plaque subductante et la plaque chevauchante, et τ_{xz} le cisaillement à la base de la plaque. En reprenant le formalisme du chapitre 2, on obtient :

$$Q_f = (\Sigma - ku)(V_{subd} - u), \quad (1.5.15)$$

avec Σ la friction interplaque et ku la résistance à la base de la plaque, en fonction de la vitesse u en un point de la plaque supérieure. V_{subd} est la vitesse de la subduction. La figure 1.5.13 donne d'après la relation 1.5.15 la quantité de chaleur produite à la base de la plaque sud-américaine pour les quatre segments andins du chapitre 2. Sont pris indifféremment en considération la friction interplaque et la résistance au déplacement à la base de la lithosphère.

La production de chaleur atteint parfois des valeurs élevées, à proximité de la marge continentale. Dans le cas du Pérou, elle dépasse 200 mW m^{-2} . Chacune des courbes se décompose en deux gibbosités, qui correspondent au secteur où la friction interplaque domine et au secteur où la résistance domine. En première approximation, le point nul marque la fin de la friction interplaque. De la chaleur est donc produite de manière significative à la base de la lithosphère en déformation (sur plusieurs centaines de kilomètres pour les chaînes larges comme les Andes). Cependant, au contact entre les plaques, une partie de la

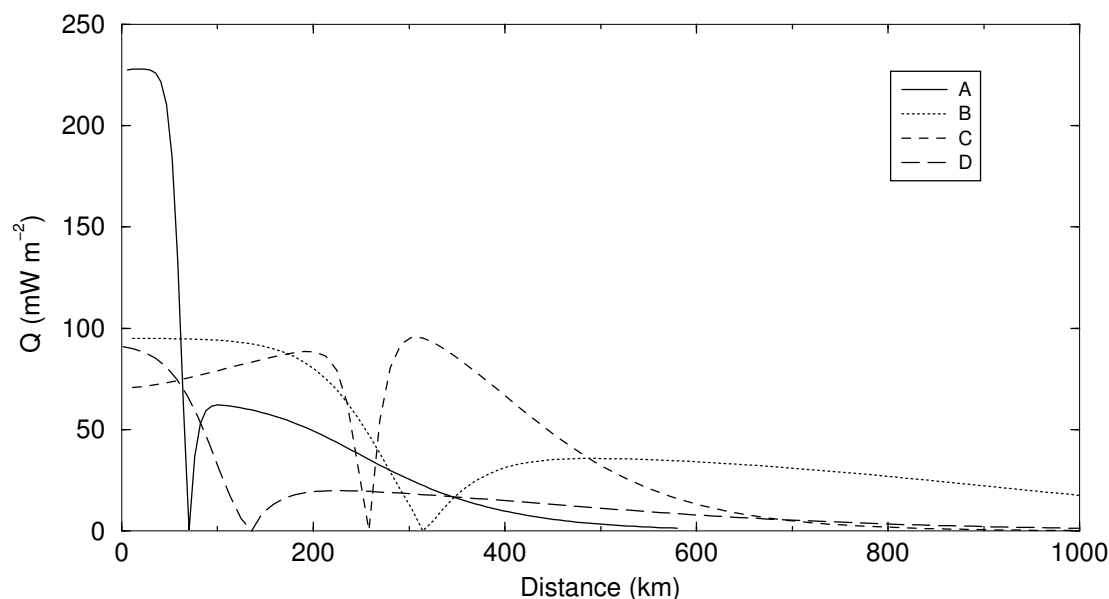


FIG. 1.5.13 – Production de chaleur par friction à la base de la lithosphère pour les quatre segments andins du chapitre 2. A) Pérou Central, B) N. Chili, C) Chili Central et D) S. Chili. Le point où la production de chaleur devient nulle correspond à l'endroit où la friction interplaque Σ devient inférieure à la résistance kv .

chaleur produite diffuse dans la plaque en subduction, le plan de Benioff marquant une inversion du gradient thermique entre le panneau plongeant, froid, et la plaque supérieure. La quantité de chaleur qui diffuse dans la plaque subductante dépend de la vitesse de subduction et de l'état thermique d'origine de la plaque (son âge pour une lithosphère océanique). Une grande partie de la chaleur produite au niveau du contact interplaque diffusera dans le panneau plongeant. De plus, une partie conséquente de cette chaleur peut être aussi consommée localement sous forme de chaleur latente par la fusion partielle. En prenant la seconde gibbosité des courbes comme référence pour la friction à la base de la lithosphère, une contribution de près de 100 mW m^{-2} est obtenue dans le cas du Chili Central (C). La production de chaleur pour les exemples A, B et D est plus modérée mais reste de quelques dizaines de mW m^{-2} . Là encore, une quantité -inconnue- de cette chaleur est perdue par diffusion, cette fois-ci dans l'asthénosphère en convection.

La chaleur produite par la déformation diffuse est donnée par la relation (1.5.13). Barr et Dahlen (1989) calculent une production de chaleur par la déformation diffuse très importante (plus de $10 \text{ } \mu\text{W m}^{-3}$) pour le prisme de Taïwan. De la même manière que pour la friction basale, évaluons cette source de chaleur pour les Andes à partir des résultats du

chapitre 2. Les contraintes déviatoriques sont données par :

$$\tau_{xx} = -\tau_{zz} = 2\eta \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad (1.5.16)$$

et la chaleur Q_s produite par la déformation par unité de volume s'écrit :

$$Q_s = 4\eta \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2. \quad (1.5.17)$$

Q_s dépend donc directement de la valeur de la viscosité η . Pour les segments andins étudiés, la chaleur produite par la déformation est de l'ordre de $10^{-3} \mu\text{W m}^{-3}$ (soit au total environ $0,1 \text{ mW m}^{-2}$) lorsque la déformation est très rapide, avec les viscosités calculées dans chaque cas (de l'ordre de $2 \cdot 10^{21} \text{ Pa s}$), soit plus de 100 fois moins que la production radiogénique de chaleur. Dans la majorité des cas, la déformation diffuse ne constitue pas une source de chaleur significative, même pour des viscosités plus fortes de deux ordres de grandeur. Le contraste avec les résultats de Barr et Dahlen (1989) s'explique d'une part par les paramètres rhéologiques choisis, d'autre part par la cinématique du prisme taiwanais. Celui-ci est extrêmement rapide, puisque les taux de déformation atteignent plus de 10^{-13} s^{-1} . Ces très fortes vitesses d'accrétion et d'érosion ($\sim 5,5 \text{ mm/an}$) constituent un cas limite pour la cinématique rapide des prismes d'avant-pays. Ces vitesses contribuent largement à augmenter les taux de déformation. A l'échelle des chaînes de montagnes majeures, les vitesses d'érosion sont plutôt de l'ordre de $0,5$ à 1 mm/an (e.g. Benjamin et al., 1987 ; Masek et al., 1994 dans les Andes Centrales). Le taux de déformation lié à la circulation des matériaux pilotée par l'érosion est alors de l'ordre de 10^{-16} s^{-1} en prenant l'épaisseur crustale comme longueur caractéristique, ce qui n'induit pas de production de chaleur significative.

Erosion à l'échelle de l'orogène

Les perturbations induites par les processus de surface (sédimentation et érosion, circulation de fluides *etc*) sur le régime thermique sont souvent étudiés pour le champ thermique des premiers kilomètres (*cf.* chapitre 2). Mais l'érosion est également mentionnée comme un contrôle du régime thermique profond (e.g. Royden, 1993 ; Fuhakata et Matsu'ura, 2000 ; 2001). Elle correspond à une advection de chaleur vers la surface. Si le temps caractéristique de la diffusion est inférieur à celui de l'advection (le nombre de Péclet $Pe < 1$), le champ thermique est distordu (fig. 1.5.14). Le même processus s'ap-

plique à l'inverse pour l'érosion. L'équation de la chaleur en régime transitoire s'écrit pour

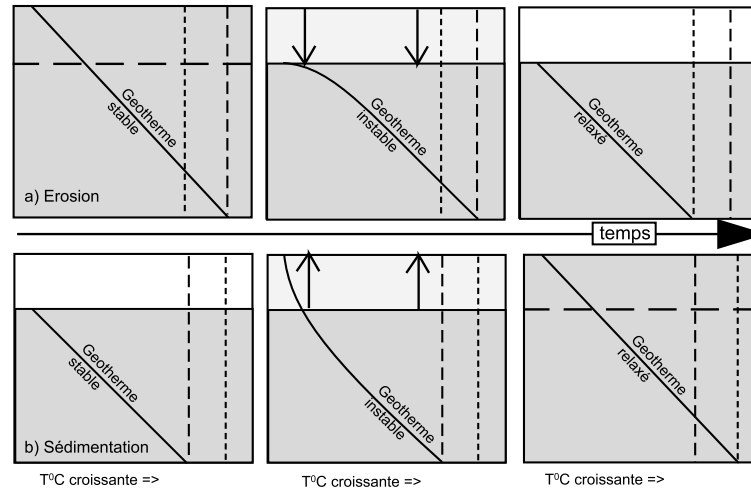


FIG. 1.5.14 – Impact de l'érosion (a) et de la sédimentation (b) sur le géotherme. L'érosion est une advection de chaleur vers la surface, et en conséquence augmente le régime thermique apparent en surface. A l'inverse la sédimentation est une advection de chaleur vers le bas, et a pour effet de diminuer le régime thermique apparent.

les variations du régime sédimentaire (Carslaw et Jaeger, 1959) :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = U \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{k}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{A(z)}{\rho C_p}, \quad (1.5.18)$$

où $U \frac{\partial T}{\partial z}$ est un terme d'advection (avec U la vitesse d'érosion ou de sédimentation, T la température et z la profondeur), $\frac{k}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$ un terme de diffusion (avec k la conductivité, ρ la densité et C_p la capacité calorifique) et $\frac{A(z)}{\rho C_p}$ un terme source (avec $A(z)$ la production de chaleur en fonction de la profondeur). Pour comprendre simplement la signification de cette équation, remarquons qu'en régime permanent, le flux de chaleur apporté par l'érosion est simplement

$$\Delta Q = \rho C_p U T_m, \quad (1.5.19)$$

où T_m est l'augmentation de température à travers la lithosphère. Un U positif, c'est-à-dire qui augmente le flux de chaleur, correspond ici à de l'érosion.

La figure 1.5.15 montre les influences de la sédimentation et de l'érosion sur le régime thermique. On suppose une production radiogénique nulle et un flux de chaleur mantellique de 30 mW m^{-2} . La conductivité est de $3,35 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (granite), la capacité calorifique est de $1123 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$, la densité de $2,67 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$. Lorsque les phénomènes superfi-

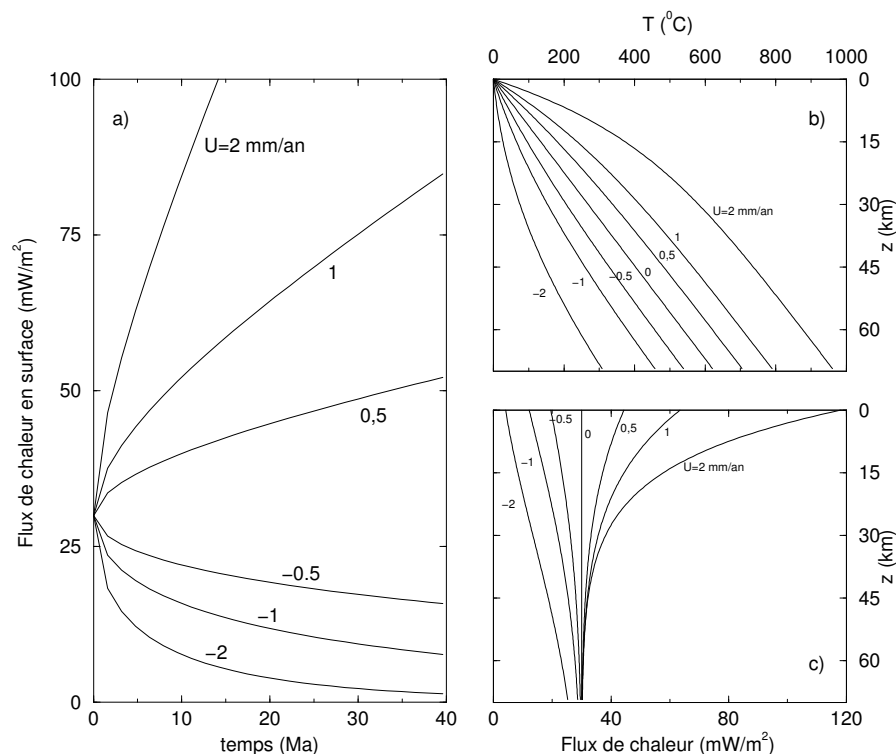


FIG. 1.5.15 – Variations de la densité de flux de chaleur en surface au cours du temps (a), géothermes (b) et flux de chaleur (c) après 20 Ma, pour différentes vitesses d'érosion et de sédimentation U . Les chiffres indiquent les taux d'érosion (de sédimentation). Les valeurs négatives désignent la sédimentation.

ciels sont rapides, le flux de chaleur en surface peut être doublé ou divisé par un facteur 2 après moins de 10 Ma. Les variations du flux de chaleur induites par ces effets transitoires s'amortissent en profondeur. Néanmoins, les 30 premiers kilomètres sont très affectés (fig. 1.5.15a). En profondeur, une variation de température de plusieurs centaines de degrés pour les forts taux d'érosion ou de sédimentation apparaît dans la croûte (fig. 1.5.15b).

La variation de température au cours du temps prend également en compte un terme source (1.5.18) lié à la production radiogénique dans la croûte. Une très grande majorité d'études sont menées en se basant sur une distribution décroissant exponentiellement des éléments radiogéniques dans la croûte. Cependant, Nous avons vu précédemment qu'une distribution décroissante des éléments radiogéniques ne correspond pas particulièrement aux données récentes (*cf.* section 1.5.1). La figure 1.5.16 illustre l'incidence de la distribution des éléments radiogéniques sur les effets transitoires au cours d'un événement érosif, pour une chaîne de montagnes d'épaisseur crustale $S = 70$ km. La production de chaleur

totale $Q_m + \int_S A(z) dz$ est la même dans toutes les expériences ($67,5 \text{ mW m}^{-2}$) et les profils de production restent constants au cours du temps. Le profil “classique” de distribution ex-

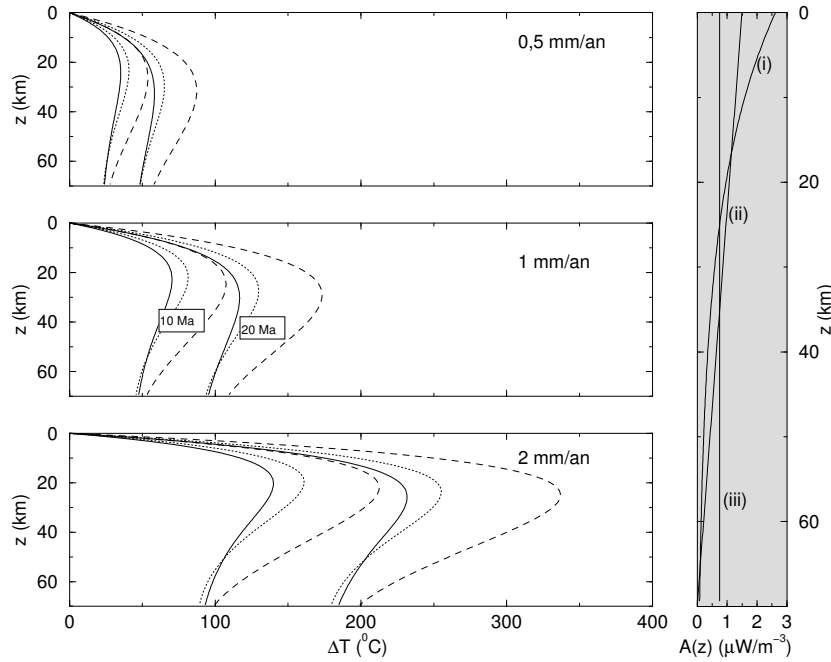


FIG. 1.5.16 – Influence du taux d'érosion et du profil de distribution verticale de la radioactivité sur les effets transitoires en profondeur. Les courbes donnent l'écart au géotherme en régime permanent, après 10 et 20 Ma d'érosion. Les taux d'érosion sont de 0,5 mm/an (a), 1 mm/an (b) et 2 mm/an (c). Le style des courbes correspond au mode de distribution des éléments radiogéniques en profondeur : trait continu, distribution exponentielle (i) $A(z) = A_0 \exp(-\frac{z}{D})$, avec $A_0 = 2 \mu\text{W/m}^{-3}$, $D = 20 \text{ km}$; pointillés, distribution décroissante linéaire (ii) $A(z) = A_0(1 - \frac{z}{S})$, avec $A_0 = 1,5 \mu\text{W/m}^{-3}$, $S = 70 \text{ km}$; tiretés, distribution constante (iii) $A(z) = A_0 = 0,75 \mu\text{W/m}^{-3}$ sur 70 km d'épaisseur. En gris, profil de distribution des éléments radiogéniques. $Q_m = 15 \text{ mW m}^{-2}$, $k = 3,35 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $C_p = 1123 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.

ponentielle (i) requiert une très forte concentration des sources radiogéniques à proximité de la surface pour la même quantité de chaleur totale. De 20 km de profondeur à la base de la croûte, le géotherme est plus penté que pour une distribution linéaire et que pour une distribution constante. En profondeur, le terme source $\frac{A(z)}{\rho C_p}$ et l'advection $U \frac{\partial T}{\partial z}$ deviennent très faibles puisque la température devient homogène. À l'inverse, une distribution de la production radiogénique uniforme (iii) implique un réchauffement d'autant plus élevé que le géotherme est peu penté. Une distribution décroissante linéaire (ii) constitue un stade intermédiaire.

Pour un taux d'érosion de 1 mm/an, on observe pour une distribution homogène des éléments radiogéniques une augmentation de la température de plus de 150 °C à 30 km de profondeur après 20 Ma, tandis que pour un profil de distribution exponentielle, l'accroissement de température à la même profondeur est de 115 °C. Le phénomène s'amplifie avec un taux d'érosion plus fort. Après 20 Ma, l'accroissement de température est de 340 °C pour une distribution homogène tandis que pour une distribution exponentielle, il n'est que de 250 °C.

Le flux de chaleur est sensiblement modifié par ces effets transitoires. En surface, pour une érosion de 1 mm/an, il augmente de 40 mW m⁻² pour un modèle de type exponentiel, après 20 Ma, et de 50 mW m⁻² pour un modèle homogène. Pour un taux d'érosion de 2 mm/an, les variations du flux de chaleur en surface dans la même situation sont de 90 mW m⁻² et 120 mW m⁻², respectivement.

Là encore, il apparaît que la distribution des sources de chaleur a un rôle prépondérant dans l'histoire thermique à l'échelle de la croûte. En adoptant un modèle de distribution de la radioactivité moins différencié que le modèle de distribution exponentielle, les effets transitoires dus à l'érosion sont plus intenses. A proximité de la surface, le gradient reste significativement distordu (*cf.* fig. 1.5.15b et c).

Lorsque l'érosion est suffisamment active, le flux de chaleur en surface est significativement modifié, et l'accroissement de température en profondeur peut être considérable. L'Himalaya s'érode à des taux très élevés (jusqu'à 2-3 mm/an d'après les données géodésiques de Jackson et Bilham, 1994). L'érosion dans la Cordillère Orientale andine s'est accélérée à 1 mm/an depuis 10 Ma (Masek et al., 1994). Notons que la fusion partielle est largement observée dans les hauts plateaux (Tibet et Altiplano), où l'érosion est (actuellement) nulle.

Ablation convective de la racine lithosphérique

La lithosphère est souvent caractérisée par l'isotherme 1300 °C (solidus de l'asthénosphère). Pour une conductivité et une source de chaleur données dans la lithosphère, cette valeur correspond à une épaisseur de l'ordre de 150 km. Mais la racine lithosphérique des chaînes de montagnes peut se déstabiliser puisqu'elle est plus dense que le manteau asthénosphérique environnant (e.g. Houseman et al., 1981 ; et section 3.4.1). La base de la lithosphère s'érode, et de l'asthénosphère chaude remplace la lithosphère, avec des temps caractéristiques qui sont ceux de la convection et non plus de la diffusion (e.g. Parsons et McKenzie, 1978). L'incidence sur le régime thermique de la lithosphère est d'autant

plus transitoire que l'ablation est rapide. Le temps caractéristique de l'ablation durant une orogénèse peut être de l'ordre de 50 Ma, tandis que le temps diffusif t à travers une croûte épaissie de 70 km est de l'ordre de 100 Ma ($t \sim \rho C_p L^2 / k$).

Ce phénomène d'ablation convective de la base de la lithosphère est mentionné dans le cas du Tibet pour expliquer sa surrection rapide (England et al., 1993 ; Platt et England, 1994). Un relief peut être en équilibre isostatique s'il est compensé par une racine, qui peut être minéralogique (racine crustale) ou thermique (Froidevaux et Isacks, 1984). Un important amincissement lithosphérique est également documenté sous les Andes (Myers et al., 1998 ; Baumont et al., 2001), qui pourrait faire intervenir des mécanismes similaires (Isacks, 1988 ; Kay et al., 1994). La figure 1.5.17 montre les conséquences de l'ablation lithosphérique sur le régime thermique crustal. La température de la base de la lithosphère est fixée à 1300°C, et son épaisseur diminue au cours du temps par sa base. La croûte est épaissie à 70 km. Lorsque l'ablation de la lithosphère est très rapide (3000 m/Ma, a) une très forte anomalie de flux de chaleur est produite à la base de la lithosphère, mais celle-ci s'amortit rapidement au dessus. L'écart de température n'est significatif qu'à la base de la croûte. En revanche, lorsque l'ablation est moins rapide, les effets transitoires sont moins apparents, et la température s'élève sensiblement dans la croûte. Après 60 Ma d'ablation à 1000 m/Ma, la température augmente de 50 °C à 50 km de profondeur, et le flux réduit s'accroît de près de 20 mW m⁻². Si après son amincissement, la lithosphère conserve sa faible épaisseur, dans chacun des cas a), b), c), la croûte atteindra une température plus élevée dans le cas a) (ablation rapide) que dans le cas c) (ablation lente).

La surrection du Tibet a été particulièrement active sur les 8 derniers millions d'années (Molnar et al., 1993). De même, l'Altiplano s'est élevé très rapidement sur les 10 derniers millions d'années (e.g. Kennan, 2001). La densité $\rho(z)$ s'écrit :

$$\rho(z) = \rho_0^* (1 - \alpha(T - T_0)) , \quad (1.5.20)$$

où $\rho(z)$ est la densité à une profondeur donnée, ρ_0^* la densité de référence à la température T_0 (* désigne alternativement le manteau lithosphérique et la croûte), α est le coefficient de dilatation thermique, T la température. La température de l'asthénosphère est constante. A mesure que la température est modifiée dans la lithosphère, les variations de densité associées à l'ablation convective (fig. 1.5.18a) sont calculées sur l'épaisseur initiale de la lithosphère L (150 km), ainsi que l'altitude, par isostasie (fig. 1.5.18b). Le déficit de densité est relativement faible puisqu'il n'excède pas -40 kg m⁻³. L'ablation convective

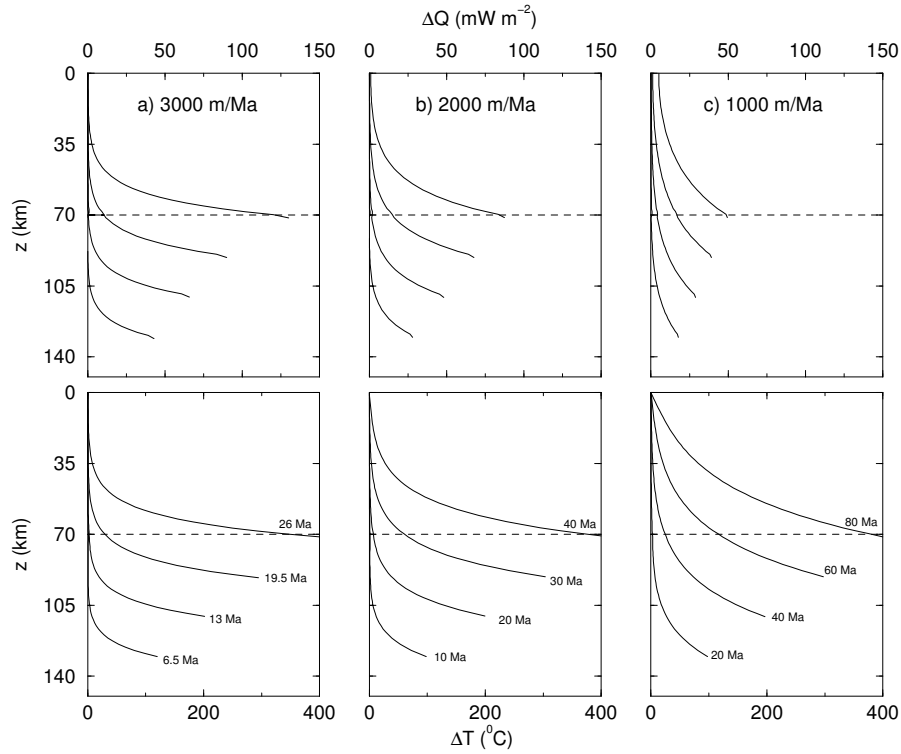


FIG. 1.5.17 – *Evolution temporelle d'une anomalie thermique induite par ablation convective de la lithosphère. Les courbes donnent l'écart au régime permanent pour le flux de chaleur (en haut) et la température (en bas), pour une ablation de la lithosphère sous une croûte épaissie à 70 km. Les taux d'ablation sont de 3000 (a), 2000 (b) et 1000 m/Ma (c). Les courbes échantillonnent les valeurs par tranches de 20 km de lithosphère érodée. Les tiretés localisent la base de la croûte épaissie. $k = 3,1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $C_p = 1123 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.*

à long terme (1 km/Ma) induit une augmentation de l'altitude de moins de 800 m tandis qu'une ablation plus rapide (3 km/Ma) ne participe à la surrection de l'ordre de 600 m pour une même quantité de matériel lithosphérique soustrait (80 km).

En accroissant le flux de chaleur mantellique de manière à obtenir une température de 1300°C à la base de la croûte épaissie (c'est-à-dire en ayant une lithosphère dénuée de manteau lithosphérique), le déficit de densité crustale provoque, en régime permanent, un accroissement de l'altitude de près de 1000 m. Le contrôle de l'altitude par la contribution du manteau lithosphérique est donc mineure. Il peut participer à raison de quelques centaines de mètres à la surrection des hauts plateaux. En considérant l'ablation convective comme un phénomène transitoire, il apparaît en outre que les temps caractéristiques de soulèvement des plateaux du Tibet et de l'Altiplano sont trop courts pour que le déficit de densité soit responsable de l'ensemble de cette surrection.

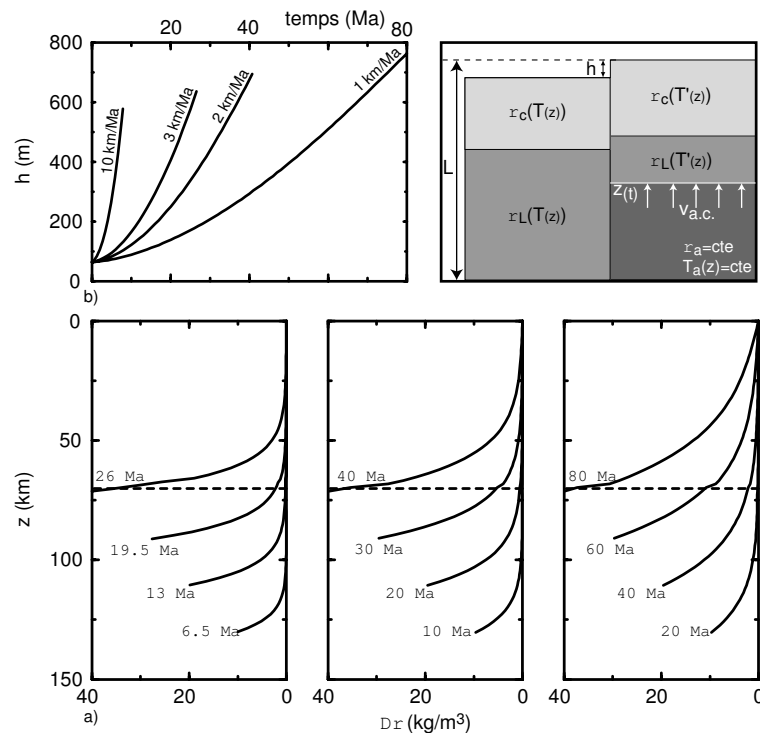


FIG. 1.5.18 – Impact de l'ablation convective de la lithosphère sur le profil de densité lithosphérique (a) et surrection h associée (b) pour une croûte épaissie à 70 km. Le réchauffement de la lithosphère lors de son ablation diminue la densité et permet la surrection du relief. Encart : modèle conceptuel ; croûte (gris clair), manteau lithosphérique (gris moyen), asthénosphère (gris foncé) ; $V_{a.c.}$, vitesse d'ablation. $k = 3,1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $C_p = 1123 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$, $\alpha = 3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, $\rho_{0c} = 2900 \text{ kg m}^{-3}$, $\rho_{0L} = 3300 \text{ kg m}^{-3}$.

Magmatisme

Dans certains contextes orogéniques, le magmatisme peut être important. C'est le cas pour les arcs volcaniques (qui constituent en partie la Cordillère Occidentale des Andes), mais aussi de certains domaines intramontagneux (Tibet). Le magmatisme est un phénomène discontinu dans le temps, et il implique des volumes variables de matériaux. La quantité de chaleur advectée par le magmatisme est d'autant plus difficile à estimer que ces volumes ne sont pas connus. On peut estimer simplement l'anomalie thermique induite par un sill lorsque ses limites sont définies. Schématisons-le par l'introduction instantanée d'une anomalie à 1000°C (magma andésitique par exemple) sur le géotherme en régime permanent, sur une épaisseur donnée. La figure 1.5.19 représente la diffusion de l'anomalie thermique en profondeur au cours du temps pour une chambre magmatique isolée de 1000 m d'épaisseur. Dans tous les cas de figure, l'anomalie thermique disparaît

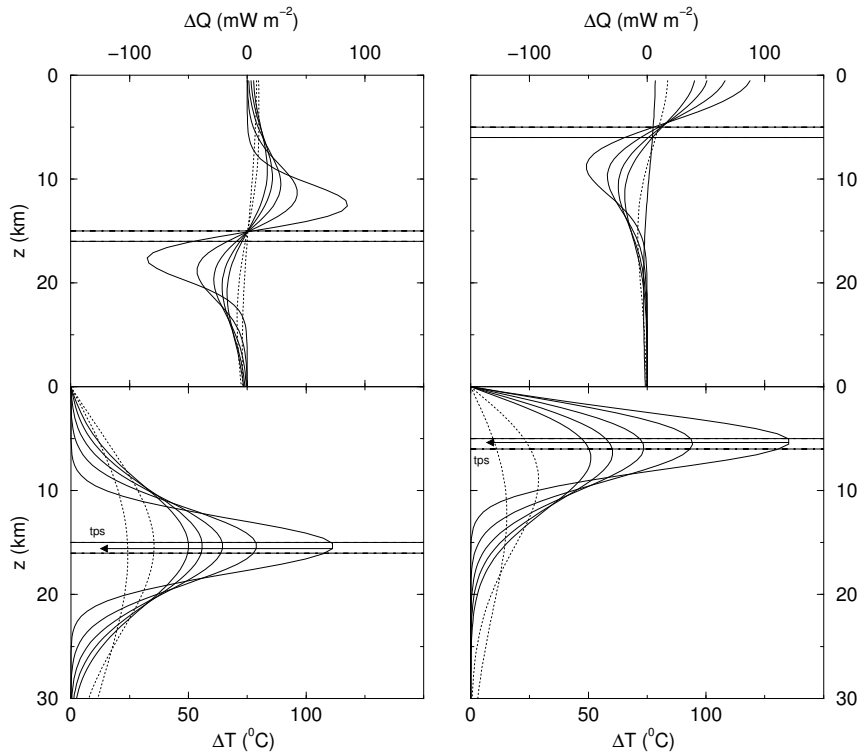


FIG. 1.5.19 – *Evolution temporelle d'une anomalie thermique induite par une intrusion magmatique. Les courbes donnent l'écart au régime permanent pour le flux de chaleur (en haut) et la température (en bas), pour un sill de 1000 m d'épaisseur à 15 km de profondeur (à gauche) et 5 km de profondeur (à droite). Les courbes continues échantillonnent les valeurs tous les 100 000 ans, les courbes pointillées donnent les profils à 1 et 2 Ma. Les traits fins horizontaux localisent le sill. $k = 3,35 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $C_p = 1123 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.*

rapidement. Lorsque le sill est proche de la surface, le flux de chaleur s'accroît fortement pendant un période courte (l'anomalie en surface devient inférieure à 25 mW m^{-2} après 1 Ma) tandis que si le sill est profond, il affecte très peu (mais longtemps) le flux de chaleur en surface. Les écarts de température en profondeur sont dans tous les cas de l'ordre de 100°C après 100 000 ans, et de 50°C après 1 Ma. Le signal thermique à l'aplomb d'une chambre magmatique est de courte longueur d'onde et de forte amplitude si celle-ci est proche de la surface (fig. 1.5.20). Si le volume du corps magmatique contrôle la perturbation en surface, la profondeur de celui-ci est le paramètre prépondérant en ce qui concerne l'intensité de l'anomalie en surface. Par exemple, un sill de 1000 m d'épaisseur (a) à 11 km de profondeur induira une anomalie maximale en surface de moins de 20 mW m^{-2} , tandis qu'à 5 km de profondeur, l'anomalie de densité de flux de chaleur en surface est de plus de 100 mW m^{-2} (fig. 1.5.20). La figure 1.4.5 et la relation 1.4.7 soulignent l'influence de

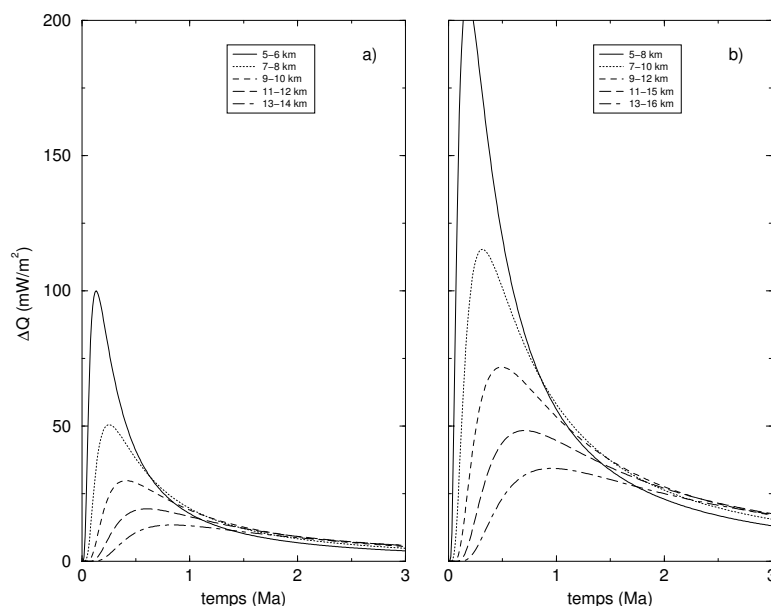


FIG. 1.5.20 – *Evolution temporelle d'une anomalie de densité de flux de chaleur en surface induite par une intrusion magmatique en profondeur. Les courbes donnent l'écart ΔQ au régime permanent pour la densité de flux de chaleur en surface, pour un sill de 1000 m d'épaisseur (a) et 3000 m d'épaisseur (b), d'extension latérale infinie. $k = 3,35 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $C_p = 1123 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$.*

la longueur d'onde d'une hétérogénéité thermique en régime permanent sur la densité de flux de chaleur en surface. Plus la longueur d'onde de l'anomalie en profondeur est grande, plus sa signature sera forte en surface. En régime permanent, l'anomalie en surface due à une hétérogénéité localisée à 10 km de profondeur et de 30 km d'extension latérale est égale à 20% de l'anomalie en profondeur. Si sa longueur d'onde est de plusieurs centaines de kilomètres, comme pour l'APVC (*Altiplano-Puna Volcanic Complex*, Chmielowski et al., 1999), la diffusion latérale est mineure et l'anomalie en surface égale l'anomalie en profondeur. Les figures 1.5.19 et 1.5.20 donnent l'incidence sur le flux de chaleur pour un sill d'extension latérale infinie ; par conséquent, elles indiquent des maximums.

Dans certains cas actuels, la signature thermique du magmatisme est très marquée en surface, comme sur le champ géothermique de Larderello en Toscane, où la source magmatique est très proche de la surface. Mais quelle que soit la profondeur de la source magmatique, l'anomalie diminue très rapidement puisqu'après 1 Ma, l'anomalie de densité de flux de chaleur en surface aura diminué de 80%.

On retiendra que le magmatisme peut avoir une forte incidence sur le régime thermique en surface, mais celle-ci sera de courte durée si le flux magmatique est interrompu. Un

pluton n'exercera une influence significative que si d'une part l'épaisseur est significative, mais aussi si sa longueur d'onde est suffisamment grande. Un corps magmatique isolé aura une influence négligeable en surface. Le contrôle du régime thermique par le magmatisme dépend également du flux magmatique et de la durée de l'événement. Certaines provinces magmatiques sont alimentées sur de longues périodes de temps, mais le flux de chaleur moyen par cette advection reste difficile à évaluer tant que les volumes impliqués ne sont pas connus. Dans certains cas comme l'APVC, le phénomène est pérenne, et les volumes impliqués sont considérables ; la signature thermique est alors très significative.

Variation climatiques

Les variations climatiques affectent le régime thermique crustal (e.g. Birch, 1948 ; Turcotte et Schubert, 1982 ; Safanda, 1994). Les variations glaciaires sont de l'ordre de 4°C, comme la variation de température de surface lors de l'âge glaciaire d'il y a 10000 ans (e.g. Nielsen et Beck, 1989). La variation de température $\Delta T(t, z)$ à la profondeur z au temps t s'écrit :

$$\Delta T(t, z) = \Delta T \operatorname{erf} \left(\frac{z}{\sqrt{\kappa t}} \right), \quad (1.5.21)$$

où κ est la diffusivité. La figure 1.5.21 montre l'incidence sur la densité de flux de chaleur

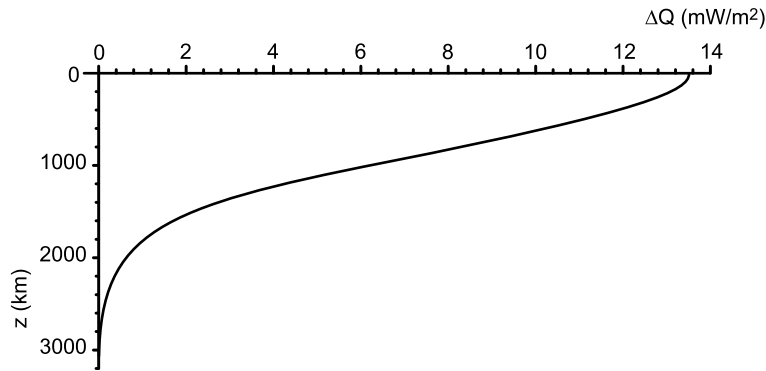


FIG. 1.5.21 – Anomalie de densité de flux de chaleur induite par une variation instantanée température de surface il y a 10000 ans. La courbe donne l'écart de la densité de flux de chaleur ΔQ par rapport au régime permanent. $k = 3,35 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $\kappa = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

ΔQ d'une variation de température de surface instantanée de 4°C il y a 10000 ans. En surface, le flux de chaleur est sensiblement affecté ($\sim 12 \text{ mW m}^{-2}$) mais cette anomalie disparaît très rapidement. Au delà de 3000 m de profondeur, son incidence est nulle. De plus, comme le suggèrent Mareschal et al. (1999), le champ thermique contraint par la

température de surface n'était pas en régime permanent lors de la glaciation, et l'incidence des variations de la température de surface doivent être intégrées sur une période de temps plus longue que les derniers 10000 ans. Ces auteurs estiment la variation de température en surface moyennée sur 400000 ans jusqu'à 10000 ans auparavant à 1 K. L'anomalie sur le régime thermique à l'actuel est donc 4 fois moindre que celle donnée par la figure 1.5.21, et de manière générale, l'influence du climat sur le régime thermique en profondeur est négligeable.

1.5.3 Bilan des sources de chaleur profondes

On distingue pour le régime thermique crustal deux types de sources de chaleur profondes, les sources statiques et les sources dynamiques. Les premières comprennent le flux mantellique et la production radiogénique, les secondes sont liées à l'histoire tectonique des plaques, et dépendent de la vitesse des processus.

Le flux mantellique reste mal contraint ; les contributions relatives du flux mantellique et de la production radiogénique crustale étant difficile à dissocier. Cependant, l'ensemble des observations par les modèles géochimiques de Terre, par les coupes d'échelle crustales, par l'analyse statistique des données convergent vers une valeur de l'ordre de 15 mW m^{-2} pour le flux mantellique en domaine continental et une production radiogénique moyenne crustale entre 0,6 et $1 \mu\text{W m}^{-3}$. Il a longtemps été admis que la radioactivité décroissait exponentiellement avec la profondeur. Cependant, l'incertitude sur cette estimation établie à partir des données de production radiogénique en surface, l'incompatibilité avec un faible flux de chaleur mantellique amènent à reconsidérer ce modèle en faveur d'une distribution moins différenciée. En domaine continental stable, la production radiogénique est donc un paramètre déterminant, très supérieur au flux mantellique.

La dissipation visqueuse de chaleur associée à la déformation interne est dans la plupart des cas négligeable. Seule une déformation très rapide (prisme d'avant-pays taïwanais par exemple) produit une quantité importante de chaleur. En revanche, la friction aux limites de plaques peut être significativement exothermique, au contact entre deux plaques en convergence, mais aussi à la base de la lithosphère. En moyenne, l'asthénosphère exerce nécessairement une force résistante à la base de la lithosphère. Ainsi, le cisaillement produit lors du déplacement des plaques sur l'asthénosphère contribue à augmenter le flux réduit d'une valeur variable entre 3 et 16 mW m^{-2} . Sous les chaînes de montagnes, le processus est accentué, et le flux réduit peut être accru de plusieurs dizaines de mW m^{-2} . Sur

le plan de Benioff, la friction est également exothermique, mais la subduction d'une plaque froide implique une diffusion significative de la chaleur produite sur le plan de Benioff vers le panneau plongeant.

L'advection de chaleur par érosion à grande échelle, sur des temps caractéristiques qui sont ceux de l'orogénèse affecte le régime thermique et peut augmenter la température de plus de 100°C à de grandes profondeurs si elle est suffisamment rapide. La densité de flux de chaleur en surface augmente alors de plusieurs dizaines de mW m^{-2} .

L'advection de chaleur par le magmatisme est un contrôle local prépondérant. Si le magma est à faible profondeur, la densité de flux de chaleur en surface sera fortement affecté localement. L'incidence d'une anomalie thermique sur le régime thermique en surface dépend de sa profondeur et de sa longueur d'onde. En profondeur, un pluton isolé n'aura pas d'impact. S'il s'agit d'un réservoir magmatique à grande échelle, le régime thermique sera très affecté. Mais la quantification du phénomène nécessite de connaître le flux magmatique, puisque le processus est discontinu.

L'ablation convective de la lithosphère ne constitue pas un phénomène thermique prépondérant pour les hautes montagnes. Evoquée pour expliquer la surrection rapide du Tibet et de l'Altiplano, elle correspond sur le plan thermique à une advection de matériel asthénosphérique chaud vers la base la croûte, qui se traduit par une augmentation momentanée du flux réduit.

En bilan, on retiendra le flux mantellique, la production radiogénique, le cisaillement aux limites de plaque, l'érosion et le magmatisme comme sources profondes. Ces sources de chaleur contrôlent le régime thermique à grande longueur d'onde et en profondeur. Mais ils ne caractérisent pas nécessairement le régime thermique superficiel, soumis à des processus de plus courtes longueurs d'onde, qui n'ont d'incidence que locale. La conversion des données thermiques locales en densité de flux de chaleur régionale nécessite de connaître les perturbations associées à ces effets de surface.

Chapitre 2

Régime thermique des avant-pays. Application au Subandin Bolivien

Thermal regime of fold and thrust belts - An application to the Bolivian Sub Andean Zone

Laurent Husson^{1,2,*} and Isabelle Moretti¹

Tectonophysics, sous presse

¹ Institut Français du Pétrole, RB 10, 1-4 Avenue de Bois-Préau, 92852 Rueil-Malmaison, France

² Ecole Normale Supérieure de Lyon, 46 allée d'Italie, 69364 Lyon cédex 07, France

* corresponding author : laurent.husson@ens-lyon.fr ; fax : 33 4 72 72 86 77

TECTONOPHYSICS – Special issue ISAG

Abstract

A quantitative analysis of the various parameters influencing the thermal regime in orogenic belts and related foredeeps shows that (i) the increasing heat flow in internal zones is mainly due to the thickening of radiogenic layers, although there is no simple proportionality between crustal thickness and heat flow signal at large scale ; (ii) in external zones, where the horizontal strain rate is large (such as in the Bolivian Andes), surface processes can be of first order within the first kilometers of the crust. Hence, they induce a large scatter in the thermal data which are acquired at shallow depths. The deep thermal regime can be restored only by a quantitative assessment of these parameters. Active erosion (respectively sedimentation) can increase (resp. reduce) the heat flow by a factor 2 in the uppermost kilometers. The effects of fluid circulation percolating at depth can also generate significant local disturbances. Other processes such as heat advection during thrusting, surface morphology and climate change have a minor influence in most settings, compared to the aforesaid effects.

In the Bolivian Sub Andean Zone, between 18°S and 22°S, the very active deformation enhances the surface thermal perturbations (particularly erosion and sedimentation) and disturb the thermal field. The analysis of these data accounting for the kinematics of the belt allows the lateral variations of the thermal regime at various scales to be assessed. A slight eastward increase in the thermal regime towards the Chaco plain is evidenced as well as towards the Boomerang area, as the Mesozoic and Cenozoic sedimentary cover gets thinner.

Keywords : *Thermal regime, Bolivian Andes, erosion, sedimentation, fluid flow, topography.*

2.1 Introduction

At large scale, the thermal field in the crust is mainly influenced by the geodynamic setting, the mantle heat flow (called “reduced heat flow”), the crustal thickness and its radiogenic content. In extensional zones, such as rift systems, the heat flow data (HFD) usually have typical patterns that correlate well to the crustal and lithospheric thinning (Turcotte and Schubert, 1982). On the contrary in collision settings, the thermal profiles are highly variable (Figs. 1 and 2). Depending on the geological history of the orogen, a geomorphological unit can show strong HFD differences with regards to the HFD of a similar unit in another mountain belt. A striking example is the contrast between the Swiss molassic zone of the Alps and the Apenninic foredeep, where differences in their average HFD achieve more than 70 mW/m^2 (Fig. 2.1.1) and, in mountain belts, lateral variations of the HFD over a few tenths of kilometers commonly reach 40 mW/m^2 (Pollack et al., 1993).

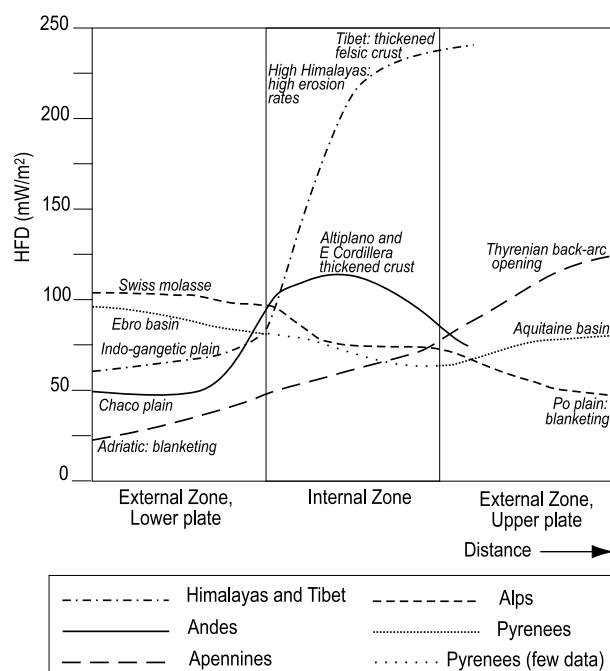


FIG. 2.1.1 – Thermal profiles through various mountain belts (data source : Pollack et al., 1993).

As heat diffuses in space, short wavelength HFD anomalies have shallow origin. Hence, a significant part of the thermal anomalies is due to the transient effects of superficial phenomena which become in some places higher than the deep phenomena (mainly crustal heat generation and mantle heat flow). The effects of fast sedimentation or erosion (e.g.

Lucazeau and LeDouaran, 1985), thrusting, topographically-driven fluid flows (e.g. Deming, 1994) and surface morphology (e.g. Lachenbruch, 1970) have been mentioned to explain such thermal anomalies. These processes are controlled by the kinematics and are therefore dependent on the geological history of the area; in addition they can interact, being then either enhanced or reduced. In the present paper, we investigate the various surface processes affecting the thermal field in mountain belts and quantify their influences in time, space and magnitudes. This numerical approach lead to quantitative conclusions often in contradiction with the qualitative hypotheses proposed previously to explain local anomalies. Since thermal data come from the upper kilometers of the crust, well temperatures, measurements in lake sediments, mines and caves, they are influenced by surface processes. One of the key issue of these calculations is to precise the depth below which a potential disturbance can be neglected.

In a second part we analyze the thermal regime of the Bolivian Sub Andean Zone in the light of our theoretical models. Since the data are affected by the aforesaid processes, we accounted for the tectonic history of the fold and thrust belt in order to avoid misleading from the large scatter in the data and to determine the deeper thermal signal.

2.2 Surface thermal controls in external zones of orogenic belts

Thickening of collision belts is due to the deformation and stacking of mostly crustal units at different scales. In internal zones, thick crustal units are affected; elevation subsequently increases at large scale, inducing widespread erosion. Due to the isostatic response, erosion induces relative uplift and denudation of the initially deeply buried material. On the contrary, in external zones, collision belts are mostly characterized by a thin-skinned deformation pattern involving only the sedimentary cover, and no major crustal thickening occurs. Subsequently, horizontal strain dominates in the foreland whereas vertical strain is prominent in internal parts. For instance in the Bolivian Andes, the current denudation rate of the intrusive bodies near La Paz is about 10 km in the last 10 Ma with a drastic acceleration in the most recent period (Benjamin et al., 1987; Masek et al., 1994) and evidence of current horizontal shortening in the Eastern Cordillera is very scarce or localized at the border. On the contrary, in the Sub Andean Zone (SAZ), horizontal shortening is about 10 km/Ma (Kley, 1996; Baby et al., 1997) or even faster during the last 10 Ma. Erosion is

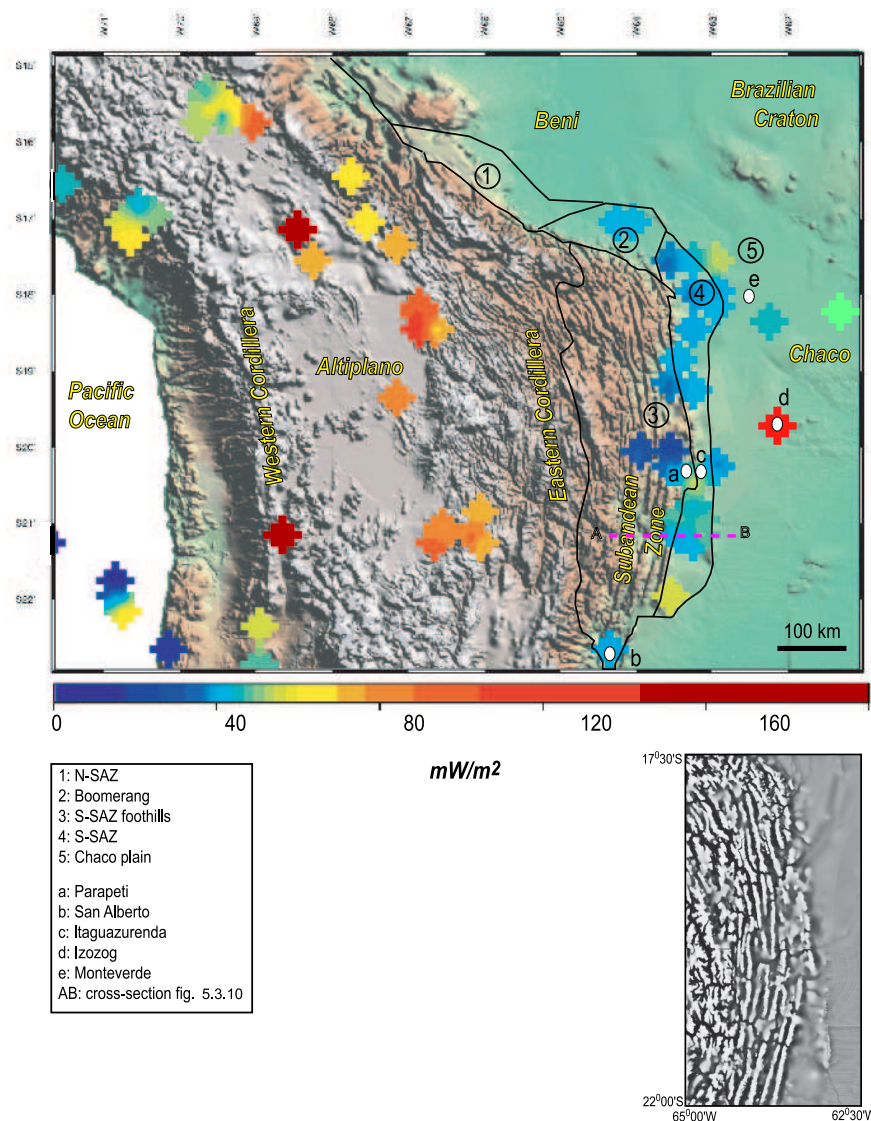


FIG. 2.1.2 – Thermal data (diamonds) in the Andes between 15°S and 23°S (modified after Sclater et al., 1970, Uyeda and Watanabe, 1982, Henry and Pollack, 1988, and Springer and Förster 1998) overlain on a digital elevation map. Box : periodic setting evidenced by filtering of topographical high frequencies. Solid black lines are the limits between the domains numbered from 1 to 5.

localized over anticlines with sedimentation in piggy-back basins.

The different tectonic regimes in internal and external zones influence the surface heat flow signal. In internal zones, crustal thickening increases the thermal radiogenic production since it thickens the radiogenic layers. Increase in the HFD in the vicinity of fault zones due to friction along fault planes is still debated (Lachenbruch and Sass, 1980 ; England and Molnar, 1993 ; Leloup et al., 1999) although many data suggests that friction is very low (Evans, 1992 ; Blanpied et al., 1992) ; no significant thermal anomaly is thus expected. Deeper processes can also significantly disturb the thermal regime. Burial of crustal material may induce metamorphism and phase changes. These reactions are either endo- or exothermic and therefore affect the deep heat flow signal (Giunchi and Ricard, 1999). Lithospheric thinning, either due to back-arc activity as is in the Western Apennines, delamination (e.g. Davies and Von Blanckenburg, 1995) or convective removal of mantle lithosphere (e.g. Platt and England, 1994) can significantly enhance the HFD of mountain belts. Additionally, heat advection by intense magmatism potentially increases the HFD (e.g. Arndt et al., 1997).

In this paper, we focus our quantitative analysis on external causes and do not discuss any further the deep phenomena affecting internal zones as intrusion of hot material or change in the crustal thickness. Horizontal shortening in folded belts induces a series of ramp-folds prograding towards the foreland. Subsequently, the geometry can usually be regarded as a periodic system of synclines and anticlines/monoclines striking parallel to the orogen as the south SAZ (Fig. 2.1.2). Numerous superficial processes are controlled by the structural pattern of the fold and thrust belt. Among these, many exert transient perturbations on the near-surface thermal regime (Fig. 2.2.3), i.e. erosion, sedimentation, fluid circulation and terrain effects (surface morphology and geographically dependent perturbations).

An integrative assessment of the impact of these processes is required in order to interpret the temperature data, to evaluate the steady state thermal signal and restore the deep signal. For each process, we first review the previous works on their thermal effects and then we quantify them versus time and depth using numerical modeling.

2.2.1 Thrust propagation

The impact of thrusting results from the competition between the advection and the conduction : the thrust sheet has its own thermal stage and it will be re-equilibrated, by

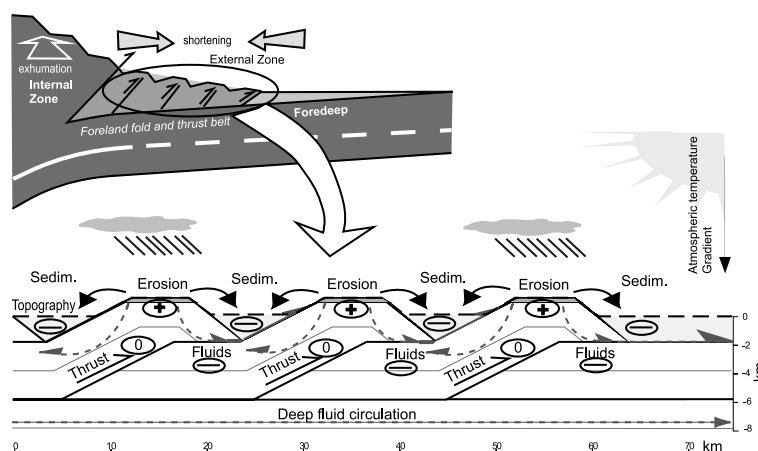


FIG. 2.2.3 – *Schematic cross-section through an ideal frontal thrust system. Influence of the various processes on the near-surface thermal field. The signs indicate the associated potential anomalies.*

conduction, in the overall crust after (and during) thrusting. The key parameter is the 1D Péclet number (Carslaw and Jaeger, 1959 ; Endignoux and Wolf, 1990) given by the V_{diff}/V_{adv} ratio, where V_{diff} and V_{adv} are the diffusion and advection velocities. When the ratio equals 1, no distortion of the thermal field is expected. The range of parameters (thickness of the thrust sheet, rate of horizontal shortening, thermal conductivity) for which thrusting may definitely be discarded as a thermal control is presented on Fig. 2.2.4a.

Thrusting has commonly been invoked in the past as a main transient control on the thermal regime, potentially responsible for inverted thermal gradients. However, using realistic crustal properties, it has also been suggested that thrusting could not be responsible for inverted gradient beneath thrusts (e.g. Jaupart and Provost, 1985 ; Ruppel and Hodges, 1994 ; Huerta et al., 1996, 1998) but only induces low thermal perturbations (Shi and Wang, 1987 ; Endignoux and Wolf, 1990).

In order to decipher and estimate the potential anomaly on the thermal field induced by thrusting, 2D numerical modeling (THRUSTPACK finite element program, appendix) was used. The thermal field was calculated for various sheet thicknesses and thrust velocities (Fig. 2.2.4b). Basal heat flow is 50 mW/m^2 . Surface temperature is 0°C . Only very thick slices and thrusting at unrealistic rates induce inverted thermal fields at depth. Most thrusts displace at a velocity slower than 20 mm/yr . If the thrust sheet is more than 20 km -thick and faster than 10 mm/yr , minor distortion of the thermal field may appear (Fig. 2.2.4b). For instance, in the Bolivian foothills, active structures have velocities lower than 7 mm/yr and the sheet thicknesses are less than 7 km (after reconstructions by Roeder and Chamberlain,

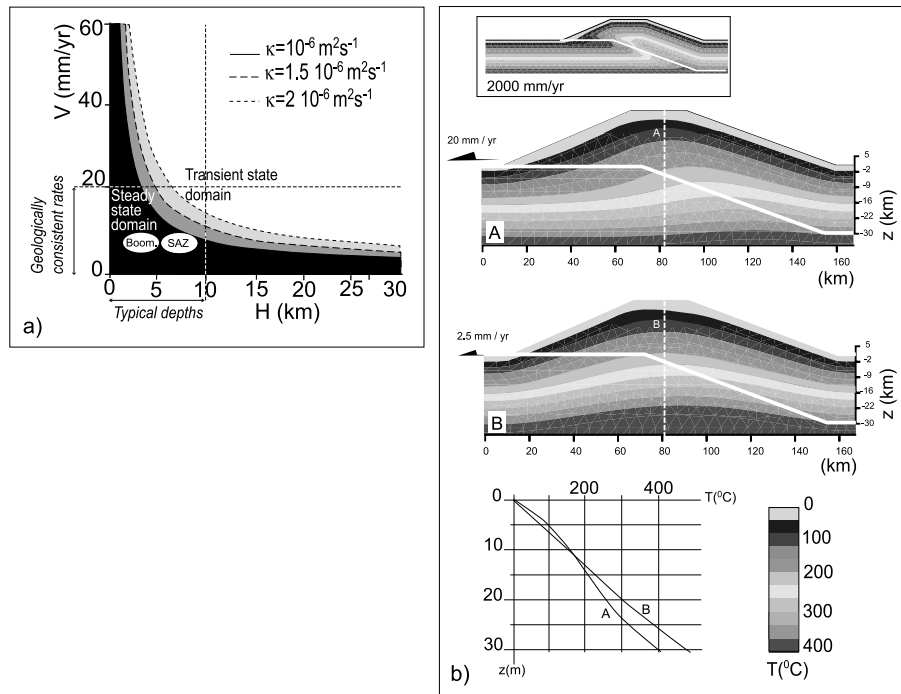


FIG. 2.2.4 – *Thermal influence of thrusting. a) Steady and transient state domains as a function of sheet thickness H , slip rate on the fault V , and diffusivity κ . Dotted and dashed lines correspond to $Pe=1$ for the different diffusivities. SAZ is the Sub Andean Zone domain; Boom. is the Boomerang Zone. b) Influence of thrust propagation on the thermal field at 20 mm/yr (A) and 2.5 mm/yr (B). White lines are thrusts, gray scale is temperature. Box : unrealistic case of inverted thermal field. Thrust is sub-instantaneous (2000 m/yr). Graph : Geotherms for A and B. Boundary conditions are constant basal heat flow (50 mW/m^2), constant surface temperature (0°C), diffusivity $\kappa=10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ and adiabatic lateral gradient.*

1995, and Moretti et al., 1996). From a general knowledge over several fold and thrust belts, we assume that usual values of sheet thicknesses are lower than 10 km and velocities are lower than 20 mm/yr. Figure 2.2.4b shows that that ramp folds can thus only generate minor anomalies. Therefore in most cases, thrusting is very unlikely to disturb significantly the thermal fields in fold and thrust belts.

2.2.2 Changes in the sedimentary regime : erosion and sedimentation

The blanketing effect is the cooling impact of high sedimentation rate and relevant examples are numerous, such as the Viking graben in the North sea and the Golfe du Lion between France and Corsica (Lucazeau and LeDouaran, 1985). In the Apennines

foreland, the sedimentation rate is very high (up to 7 km in 4 Ma) and the HFD is lower than 30 mW/m^2 whereas it is twice as high in the frontal thrusts. On the contrary, erosion significantly increases the apparent thermal regime.

The thermal effects of erosion and sedimentation was quantified using the GENEX program (see appendix). Boundary conditions are given in the appendix and figure captions. The thermal effects of erosion can be described in 1D as a simple advection of heat from warm rocks towards the surface and sedimentation as a downward advection of colder material. 2D approximations should account for the local slope and use diffusion laws for instance (e.g. Beaumont et al., 1992 ; Avouac and Burov, 1996). For given petrophysical parameters, the amplitude of the resulting thermal anomaly is mainly a function of sedimentation/erosion rates and thickness of the sedimented/eroded layer. Figure 2.2.5 shows the temperature as a function of time and depth for various erosive and sedimentary events, and the associated thermal gradient. Realistic sedimentary rates (Fig. 2.2.5a : 4000 and 2000 m thick sedimentary pile deposited in 4 Ma) induce drastic changes in the thermal field due to blanketing effects. The thermal gradient during the depositional event decreases from 24°C/km to 17°C/km at 2000 m depth in the first case and to 20°C/km where the sedimentary pile is only 2000 m thick. Similar disturbances occur in the case of erosion (Fig. 2.2.5b : 4000 m and 2000 m of erosion in 4 Ma), where the thermal gradient drops from 20°C/km to 26°C/km in the former case, and to 24°C/km when the erosion rate is lower.

The transient state was assessed as a function of sedimentation/erosion rates and sedimented/eroded thicknesses. The ratio Q/Q_0 is given in figure 2.2.6 (top), where Q is the actual heat flow and Q_0 is the steady state heat flow. The heat flow can be divided by 2 (sedimentation) or doubled (erosion) for fast rates and large thicknesses, even at several kilometers of depth. For a geologically consistent rate of erosion (1 mm/yr) and an eroded thickness of 5 km, the heat flow is increased by more than 20% at 10 km. 5 km of sedimentation at a mean rate of 1 mm/yr would decrease the heat flow by 10 to 20% .

Although the influences of sedimentation and erosion on the thermal field show similarities, the amplitude of their effects slightly differs. The change in petrophysical properties during the burial/exhumation history of the rocks affects the thermal properties of rocks. Erosion leads to the exhumation of compacted rocks, for which diffusivity is higher than for low-compacted sediments. Diffusivity results from the balance between temperature dependence of conductivity, increasing conductivity due to water extraction and decreasing calorific capacity with burial. It subsequently decreases the time span required for thermal relaxation after the erosive event, and also results in a lower steady state thermal gradient

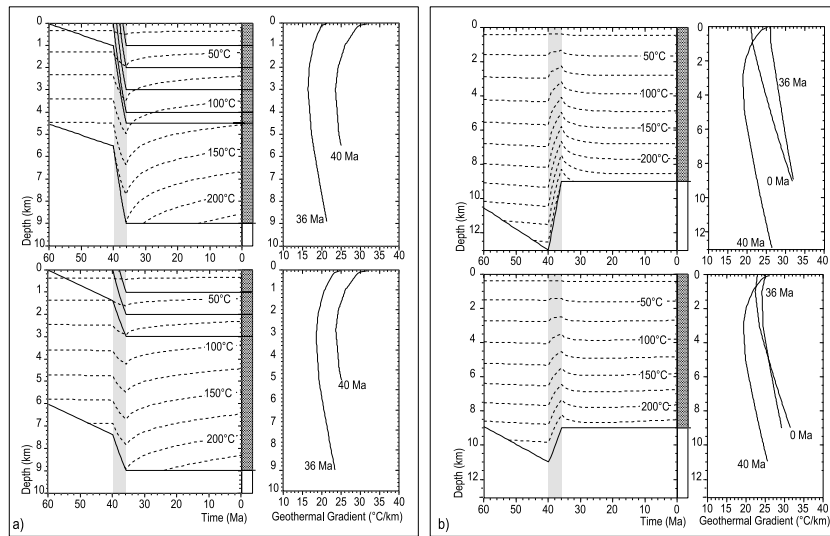


FIG. 2.2.5 – *Impact of different sedimentation and erosion rates on the thermal field through time : 1000 m/Ma and 500 m/Ma sedimentation (a) and erosion (b) rates for 4 Ma. Dashed lines are isothermal lines. Solid lines in a) are burial curves. Shaded domains between 40 Ma and 36 Ma indicate the fast sedimentary/erosional event. Thermal conductivity is compaction and temperature dependent. The basal heat flow (50 mW/m^2) and the surface temperature (0°C) is constant.*

than the initial one at shallow depths ($<1000\text{m}$) and a higher gradient at larger depths (see geothermal gradients Fig. 2.2.5b).

After surface disturbances from sedimentation and erosion stopped, a thermal relaxation is observed (Fig. 2.2.6, bot.).

The relaxation time depends on the total amount of eroded/sedimented material and the erosion/sedimentation rates. For a 50 mW/m^2 steady state heat flow, the remaining anomaly after 10 Ma at 10 km depth rarely exceeded 10 mW/m^2 . Such a value explains the observation that relatively ancient foredeeps (e.g. the Ebro and Aquitaine basins) do not display low HFD values compared to the active ones such as the Pô (Pasquale and Verdoya, 1990) or Chaco plains (Fig. 2.1.2).

In internal zones, mountains are eroded until isostatic equilibrium is reached. Mountain belts have a crustal root of about 7 times their average elevation (e.g. Turcotte and Schubert, 1982). For instance, the Bolivian Andes have a crustal root of 35 km below the Eastern Cordillera (Beck et al., 1996). At regional scale, denudation induces uplift and the root is gradually exhumed, involving very large thicknesses for long periods. On the contrary, relief in external zones is mainly supported by folds, which are distributed with

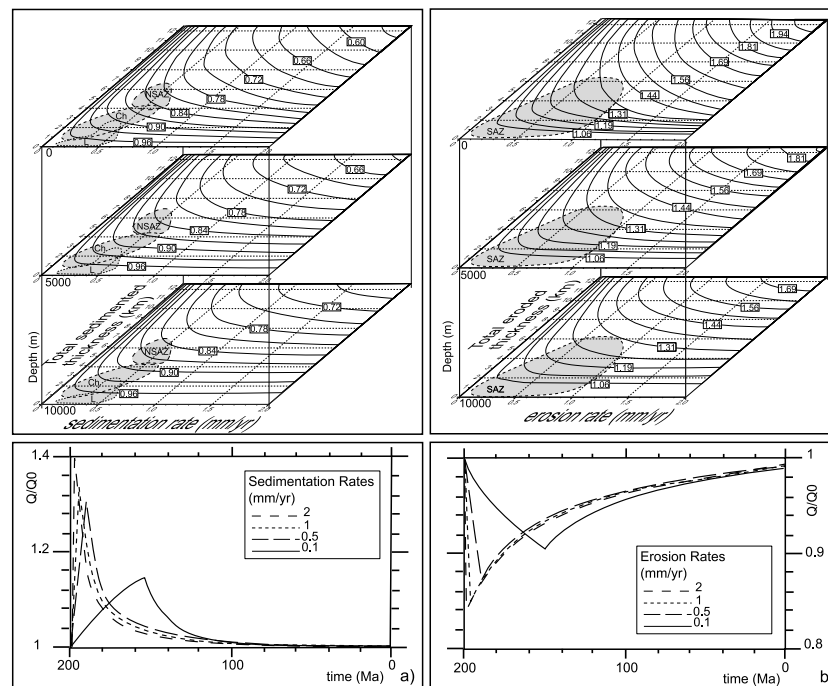


FIG. 2.2.6 – Top, impact of active erosion and sedimentation on the thermal regime as a function of erosion/sedimentation rates and eroded/sedimented thickness, at 0, 5, and 10 km depth below surface. The impact is given by the ratio Q/Q_0 where Q is the actual heat flow and Q_0 is the steady state heat flow. Boundary conditions are the same as in figure 2.2.5. Shaded domains indicate the rates at which the sedimentary/erosive processes act in selected areas of Bolivia. NSAZ is the North Sub Andean Zone (after Baby et al., 1995b); Ch is Chaco plain, SAZ is Sub Andean Zone (N and S). L is the Sub Andean Zone Llanura (Fig. 2.3.9a). Bottom, quantitative assessment of the transient state at 10 km depth for various erosion/sedimentation rates during and after a 5 km erosion/sedimentation event. Q is the actual heat flow and Q_0 is the steady state heat flow. Boundary conditions are the same as in figure 2.2.5.

a short wavelength across-strike. Topography is sustained by regional isostasy (flexure of the subducted lithosphere) and only the highs, made of thrusting units, are eroded. In the absence of internal strain, the eroded thickness should not exceed the thickness of the thrust sheet whatever the time span over which erosion is active. To summarize, erosion in internal zones has a long wavelength and acts during long periods of time whereas, in folded belts, erosion is controlled by tectonics and preferably denudes anticlinal highs while synclinal valleys can be the locus of sedimentation (e.g. Baby et al., 1995b; Mugnier et al., 1999).

The thermal effects of erosion and sedimentation are antagonistic. 2D effects may have

to be accounted for when the variations in erosion and sedimentation rates between anticlines and synclines are strong. Depending on the wavelengths of the phenomena, their effects would not penetrate deeply due to lateral diffusion and compensation at depth between positive, erosion-induced and negative, sedimentation-induced anomalies. Most fold and thrust belts display wavelengths ranging from 10 to 30 km (among these, we can mention the Sub Andean Zone illustrated figure 2.1.2, or Mugnier et al. (1999) for the himalayan foothills). Therefore, 1D estimates are an upper approximation of the thermal anomalies associated to erosion and sedimentation and the values given in figure 2.2.6 should be lowered for very short wavelengths.

2.2.3 Fluid circulation

Topographically driven fluids circulation can also induce thermal perturbations. Highs constituted by hinterland elevated zones and sometimes anticlinal hinges in the foreland constitute recharge areas for meteoric water percolation. Depending on the hydrodynamic gradients, discharge areas are likely to be located either in the deformed part of the foreland or in the foredeep.

Evidence for fluid circulation suggests that water circulation may occur at large depths (down to 10 km, Torgensen, 1991 ; Larroque et al., 1993). Meteoric water can act as a convective mechanism of heat transfer as high hydrostatic pressure related to the amplitude of the topographical high leads to fast circulation beneath the topographic slopes. Fluids percolate and the hydraulic charge induced by the relief leads to fluid circulation. This water can also progressively mix with formation fluids inherited from sedimentation and/or mineralogical phase changes.

Thrusting of old, already compacted material over younger, less compacted sediments in continental areas induces under-pressure in the low-compacted foreland, due to the deficit of water charge from strata insulation (Belitz and Bredehoeft, 1988 ; Villegas et al., 1994 ; Moretti, 2001). We model the thermal effects of this process using TEMISPACK program (see appendix). Basal heat flow is 50 mW/m^2 . Surface temperature is 20°C . Our model mimics the fluid flow during a thrusting event. Heavy fluid flow from the elevated recharge areas to the lower external zones are initiated. Lateral fluid circulation may affect hundreds of kilometers as previously mentioned by many authors (e.g. Banner et al., 1989 ; Deming, 1994) and the meteoric water below recharge areas can reach more than 10 km depth in accordance with previous works in the Canadian Rockies (Deming, 1994 ; Nesbitt

and Muehlenbachs, 1989 ; 1991).

Depending on the permeability paths within the percolated rock, the flowing water may remain in a thermal disequilibrium with the surrounding rocks and generate thermal anomalies if Darcy velocities are high enough. Regarding the flow down, short wavelength thermal anomalies are well known by tunnelers when approaching and passing through faults or karsts.

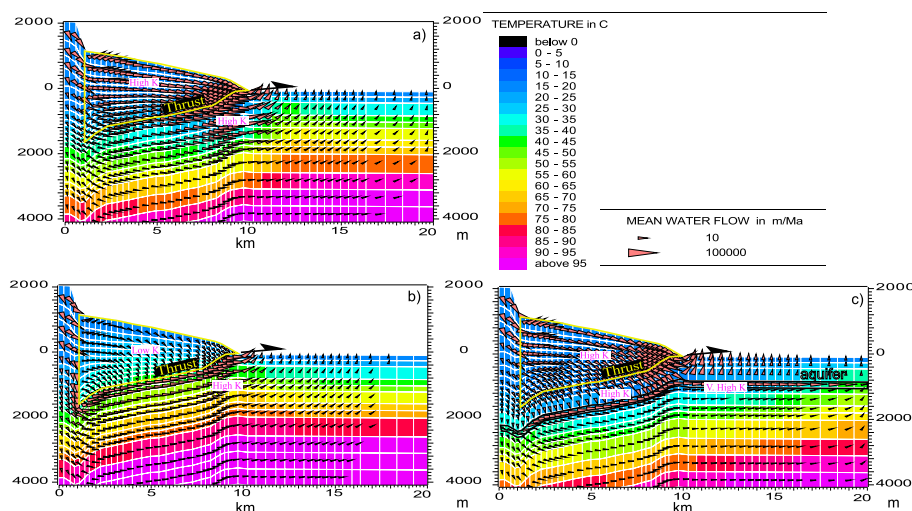


FIG. 2.2.7 – *Thermal impact of fluid circulation during a thrusting event. a) Reference case : permeability only depends on compaction, i.e. depth ; b) thrusting of compacted rocks (low permeability) over low-compacted (high permeability) foreland sediments ; c) permeability only depends on compaction excepted for an aquifer layer (very high permeability). Arrows are calculated water flow vectors. Thermal boundary conditions are constant basal heat flow (50 mW/m^2), adiabatic lateral gradient and constant surface temperature (20°C). Permeability is compaction (depth) dependent in all cases.*

Figures 7a and 7b show the results when permeability is homogeneous and when the thrust sheet has a lower permeability. Our analysis suggests that rocks at depth can be cooled below the recharge area and that a temperature decrease of 10 to 15°C at 3000 m depth can be expected. Intuitively, the lateral flow through the distal foreland should induce a positive thermal anomaly. However, we found that whatever the hinterland fluid flow (within the range of known fluid flows), fluid velocity severely decreases when the water invades the foreland basin and only a minor positive thermal anomaly can be generated. These results are dependent of the permeability of the layers and indeed, introducing a fast drain induce drastic changes on the thermal field (Fig. 2.2.7c), as in that case, it significantly cools the distal parts of the foreland. Previous authors documented this cooling on organic

thermometers in few basin including the Mahakam delta (Burrus et al., 1992). Due to the decreasing velocities towards the foreland, the magnitude of the disturbance decreases as the distance from the belt increases. Within mountains belts, warm sources connect into very localized streams area also usual. Their influences on the thermal field are restricted to thin levels surrounding the water flow (Moretti et al., 2001).

2.2.4 Surface morphology

The atmospheric thermal properties give boundary conditions to the near-surface thermal field. The contrast between atmospheric and rock conductivities induces a distortion of the thermal field lines in uneven areas. These converge towards the valleys, enhancing the apparent thermal regime and diverge beneath the highs, lowering it (Lachenbruch, 1970; Blackwell et al., 1980; Turcotte and Schubert, 1982; Safanda, 1994; Stüwe et al., 1994; Mancktelow and Grasemann, 1997). At depth, the anomaly vanishes due to lateral heat conduction. The affected depth and the magnitude of the anomaly are a function of the amplitude and wavelength of the topography.

In order to quantify the thermal divergence between hills and valleys, finite element thermal modeling (TEMISPACK program, see appendix) beneath various topographies characterized by their amplitudes and wavelengths has been used. Boundary conditions are described figure 2.2.8. In all case, the basal heat flow is 50 mW/m^2 . The angular shape of ridges is assumed to be realistic as tests featuring sine-shaped topographies show similar results. Results are presented here for topographies with amplitudes ranging between 0 and 2000 m which are typical of folded belts. In order to quantify the specific effect of topography, we assume that dynamic equilibrium constrains the topography of ramp-folds, which implies that topography is maintained for several Ma in fold and thrust belts.

The simplest topographies are single ridges. Figure 2.2.8a shows the ratio $Q(z)/Q_0$ as a function of wavelength (ridge width) and depth. For ridges larger than 20 km, the thermal anomaly is very small. However, as soon as the width of the ridge is lower than 15 km, the HFD does not exceed 0.7 times the basal heat flow. Below the reference level, the heat flow anomaly tends to be very low; $Q(z)/Q_0$ ratios are higher than 0.85. The temperature difference between a flat ground geotherm and a geotherm below a ridge reaches its maximum value at the reference level and then equals $A \times G$, where A is the amplitude of the topography and G the thermal gradient. In the present case, the gradient is about 25°C/km ; the negative anomaly is thus about 50°C (2000 m ridges). Isotherms have to flatten at some

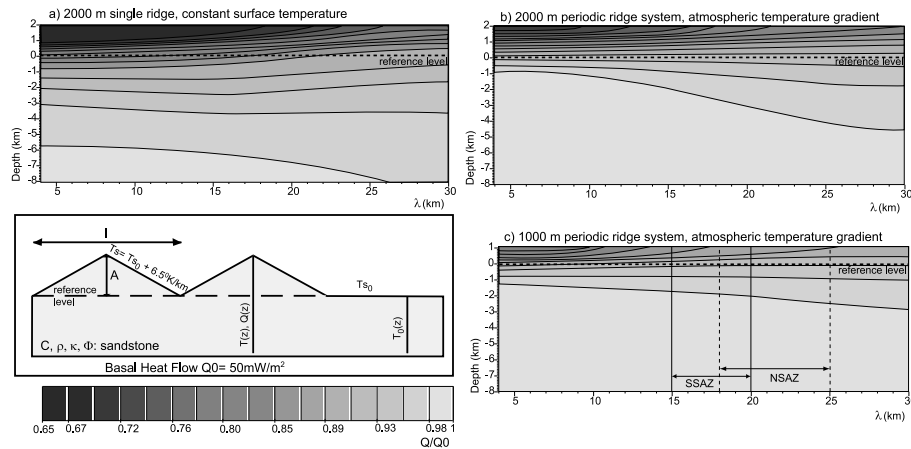


FIG. 2.2.8 – *Box, topographic effect on the thermal field, conceptual model. C is the heat capacity, ρ the density, κ the thermal conductivity, Φ the porosity. A is the amplitude (elevation above the reference level) and λ the wavelength of the topography. T_{s0} is the surface temperature at the reference level. Bottom, thermal disturbances below a single ridge of 2000 m elevation with a constant surface temperature (a), below a periodic relief of 2000 m (b), and 1000 m (c) amplitude, in the presence of an atmospheric temperature gradient, as a function of wavelength, κ and depth. $Q(z)/Q_0$ is the actual heat flow $Q(z)$ over basal heat flow Q_0 ratio. In all cases, boundary conditions include constant basal heat flow (50 mW/m^2), adiabatic lateral gradient.*

depth. At that level, $Q(z)/Q_0$ tends to 1. This balance level increases from 6 km to 8 km below the reference level for ridge widths between 5 and 25 km.

Due to the spatial diffusion of heat, interactions between adjacent topographical structures have to be accounted for. Since foreland fold and thrust belts show broad cylindrical patterns, we assume that two-dimensional geometry is appropriate for modeling. The main consequences are lower thermal anomalies at depth and shallower balance levels, as cooling below anticlines is counteracted by warming below synclines. Another feature which is linked to topography is the atmospheric thermal gradient. An average value is 6.5°C/km . Again, it lowers the topography-induced anomaly as the contrast between the crustal and atmospheric temperatures decreases at higher elevations. Figure 2.2.8 outlines the effects on the heat flow at depth beneath 2000 m high ridges in periodic systems, as a function of wavelength. The surface HFD is 0.75 times the basal heat flow for wavelengths longer than 10 km and the anomaly becomes negligible for wavelengths longer than 20 km. It is also negligible below the reference level, i.e. syncline topography. The depth of balance, where the temperature equals the temperature below flat areas increases from 1 km to 5 km depth for wavelengths ranging from 5 to 30 km (Fig. 2.2.8b), and below 100 m for smaller

amplitudes (Fig. 2.2.8c).

Hence thermal data coming from a well few hundreds meters deeper than the topographic elevation could be consider as almost free of topographic disturbances. On the contrary, data from tunnels have to be carefully corrected before being incorporated in a geodynamical model. Topography has been mentioned as a prominent contributor to thermal disturbances by many authors (e.g. Stüwe et al., 1994 ; Mancktelow and Grasemann, 1997) who calculated the thermal anomalies for end-members topographies, unlikely to be found in most settings. Furthermore, the atmospheric gradient significantly lowers the thermal anomaly.

2.2.5 Terrain effects

Other effects related to the surface morphology are the so-called terrain effects (Blackwell et al., 1980). These include slope dip and orientation relative to solar radiation and vegetation cover. Variations of about 5°C are documented (Blackwell et al., 1980) for very different slope attitudes at very shallow levels. In any case, the effect is entirely annihilated in the first 500 to 1000 m. Ground surface temperature (GST) is a boundary condition for the near-surface thermal field. GST oscillations induce transient effects on the thermal field. The amplitude of the anomaly deadens as it progrades downward with time. Following the equations of Turcotte and Schubert (1982), we find on average that temperature variations are less than 5% at 1 cm for diurnal/nocturnal changes, about 1 m for seasonal variations and 1000 m for glaciations. For a 20°C ground surface temperature variation over 100,000 years, the temperature anomaly at 1500 m depth does not exceed 5°C.

Hence, microclimatic influences and climate change are of minor impact on the thermal regime, and most of the time do not need to be accounted for while inverting thermal data such as well temperatures which are generally acquired at depths larger than 1000 m. However, shallow thermal measurements, from mines or shallow sediments for instance, may suffer from the last major cooling event (16th century). The permanent average GST related to the geographical setting influences the thermal regime as a boundary condition.

2.2.6 Discussion

This systematic quantification of the processes allows us to conclude that :

- The main surface processes disturbing the thermal field are erosion and sedimentation,

and occasionally heat transfer from fluid circulation.

- In regular conditions in the external zones where thrust slices are not too thick, thrusting does not affect the thermal field.

- Rough terrains induce near surface perturbations, up to 1000-2000 m depth, from both topography and terrain effects, they do not have any influence on source rock maturation at 3 or 4 km but it means that near surface data in rough areas cannot be extrapolated for deeper processes. Before using mine or tunnel data for geodynamical or thermal maturation models, an integrative 2D study should be carried out in order to characterize the near surface thermal field, 1D thermal inversions should only be performed in flat or tectonically simple areas.

- The local incidence of fluid circulation is difficult to model because the permeability field is generally unknown ; few data may be assessed from field measurements (such as isotopic studies of waters, Banner et al., 1989 ; or composition of mineralized veins, Larroque et al., 1993 ; Larroque et al., 1996) but correspond to particularly fast migration pathway near faults. Numerous authors in similar geological settings (e.g. Majorowicz et al., 1985 ; Majorowicz and Jessop, 1993 ; Bodri and Rybach, 1998) have interpreted large-scale anomalies as the result of fluid circulation. However, as far as we know, a regional temperature decrease (-5°C) has only been documented in the Mahakam delta (not in a specific drain but at a regional scale in the shaly basin, Burrus et al., 1992). Our modeling suggests that due to the pressure field and velocity of migration, high amplitude thermal anomalies from fluid circulation can only be local.

2.3 The Bolivian Sub Andean Zone

2.3.1 Geological setting

The Sub Andean Zone is the eastern border of the Andes in Bolivia and constitutes a foreland above the westward continental subduction of the Brazilian shield. The thrust sheets are composed by an almost complete sequence starting with the Paleozoic. Ordovician to Devonian rocks were deposited in a broad NW-SE retroarc foreland basin along the western and central part of the country which included the Madre de Dios, Sub Andean Zone, and Chaco basins (Fig. 2.3.9a, Sempere et al., 1990 ; Montemurro, 1992 ; Isaacson and Diaz, 1995 ; Sempere, 1995). This basin was bounded to the SW by an active mar-

gin with abundant clastic supply and to the NE by a relatively stable cratonic margin with less sediment input. The South Sub Andean Zone (18°S to 23°S, Fig. 2.3.9a) presents the most complete Phanerozoic sequence in Bolivia, from Late Proterozoic to Cenozoic (Fig. 2.3.9b). Proterozoic and Lower Palaeozoic rocks crop out in the southern Eastern Cordillera and along the north-eastern border of the Chaco basin. The Silurian and Devonian sequences in this area are very thick (over 4000 m), with a considerable thickness of shales (especially in the Kirusillas, Icla and Los Monos Fms) alternating with more sandy units (Tarabuco, Santa Rosa, Huamapampa and Iquiri Fms). The Carboniferous is characterized by a glacial marine environment and shows strong lateral facies variations. Regarding the thermal history, none of the geodynamic activity related to these periods is thought to have a large influence on the current heat flow and therefore constant heat flow is used in the thermal models.

Permian units, both sandy (Cangapi Fm.) and calcareous (Copacabana and Vitiacua Fms.), recorded successive marine transgressions and regressions. A basalt flow can be found locally, which dates the end of this sequence as mid-Triassic (233 Ma, Soler and Sempere, 1993). This unit is interpreted as a result of a rifting process which caused the Pre-Jurassic erosion that can be observed throughout the Sub Andean Zone. Mesozoic deposition is continental and mainly sandy (Tapecua, Castellón and Ichoa Fms). This Mid-Triassic to Cretaceous unit, known as the Tacuru Group, may be up to 1500 m thick. The crustal thinning and therefore the heat flow increase due to this rifting phase is not well known, since the amount of normal faults remain extremely small even if the magmatic activity is described at a large regional scale (Sempere et al., 1999). The intrusion of sills or the volcanic activity have a short wavelength and were short-lived (this can be shown after Turcotte and Schubert, 1982); in the models we therefore consider that the eventual Triassic/Jurassic rifting thermal anomaly deadens before the Miocene. In the northern part of Southern Sub Andean Zone and Chaco plain (Fig. 2.3.9a), the Late Cretaceous sandstones and lacustrine limestones of the Cajones Fm (Maestrichtian) are observed. The Paleogene is reduced and often consists of a few meters of paleosoils.

In the northern areas, most of the Cenozoic deposition took place during the Neogene (Late Oligocene to recent), with up to 4000 meters of continental deposits (Petaca, Yecua, Tariquia, Guandacay and Emborozu Fms). The Petaca Fm usually starts with a conglomeratic unit followed by sandstones. When present, the Yecua Fm shows lacustrine facies. Then the sequence is a classical foreland sequence starting from a distal facies showing anastomosed channels (Lower Chaco Fm) to a more proximal affinity characterized by

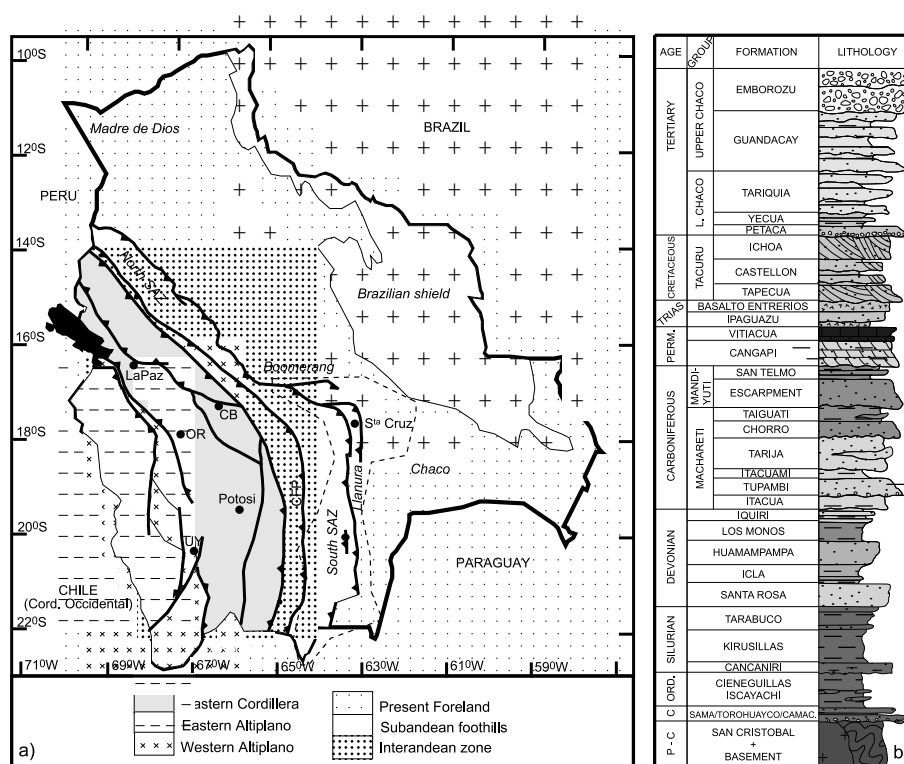


FIG. 2.3.9 – a) Structural map of the Bolivian Andes (modified from Baby et al., 1995a). b) Stratigraphic column of the southern Sub Andean Zone (from Moretti et al., 1996)

conglomeratic beds (Upper Chaco Fm). Locally the upper part of the sequence has been preserved; it is a massive conglomerate which reveals the eastward progradation of the relief. In the southern part of Bolivia the full sequence is present: the Petaca is 35 m thick, the Lower Chaco 4000 m thick, the Upper Chaco 900 meters thick and the final conglomerate (Jujuy conglomerate) is more than 50 meters thick.

The Bolivian Sub Andean Zone (SAZ) is a foreland fold and thrust belt which constitutes the eastern border of the Andes (Roeder, 1988; Baby et al., 1989; Sheffels, 1990). The northern branch (15° to 18°S) is relatively narrow (50 to 100 km; Fig. 2.1.2) and shortening reaches 74 km (Baby et al., 1997). The southern branch (18° to 22°S) is rather wide (150 km) and shortening decreases from 140 km at 20°S to 86 km at 22°S (Baby et al., 1997). The development of the Neogene foreland started at least during Late Oligocene times (27 Ma ago) when the deformation front migrated eastward from the current position of the Altiplano (Marshall and Sempere 1991). Later, since late Miocene, the current SAZ has been affected by compression (Gubbels et al., 1993). However, in the Eastern Cordillera, deformation may have started before Late Oligocene, as suggested by Sem-

pere (pers. comm.) and Butler et al. (1995). In the external zone, where oil exploration is currently carried out, deformations are very recent and mainly occurred between 6 Ma and present (Fig. 2.3.10). Dates derive from tuff absolute ages and apatite fission-tracks analysis from sandstones outcropping on the anticlinal hinges, which indicate very recent erosion of the anticlines (Moretti et al., 1996). The maximum burial is indicated by kerogen maturity data.

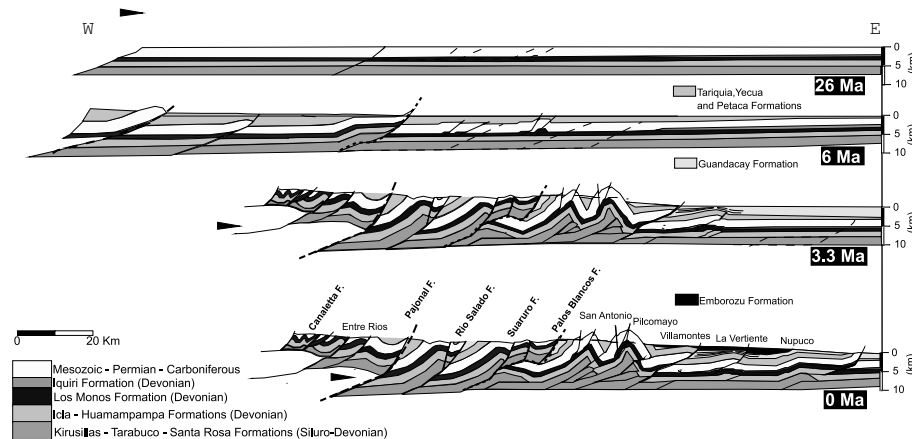


FIG. 2.3.10 – *Structural evolution of the South Sub Andean Zone (modified and extended from Moretti et al., 1996 and 2001). The kinematics are constrained from apatite fission tracks analysis and kerogen maturity data.*

The structural style of the foothills is well documented by many authors (e.g. Dunn et al., 1995 ; Moretti et al., 1996 ; Baby et al., 1997 ; Kley et al., 1999 ; Colletta et al., 1999). To summarize, the SAZ is deformed by thin-skinned tectonics, with lateral variations being due to shortening amount, variable involved décollement levels and stratigraphic thickness. In the Interandean Zone, the basement is involved in the deformation (Kley, 1996). In the north SAZ, the sedimentary pile involved in the thrusts is thick and the décollement level is on the Silurian shales. In the southern branch, the main décollement level remains the Silurian, but additional décollements are also active in the Middle Devonian (Los Monos Fm) and locally in the Carboniferous diamictites. Transfer zones help to accommodate the different throws over the various décollement levels (Guillier et al., 1992), even if the structures are largely cylindrical. The average distance between the structures is between 15 and 20 km in the southern SAZ and between 17 and 25 km in the northern SAZ. Displacement along a single thrust, connected to the Silurian décollement level, may be up to 20 km. Some smaller reverse faults may affect anticlinal hinges, branching on the Middle Devonian or even the Carboniferous detachment levels. Eastward in the foredeep, shortening is

weak and the structures are blind thrusts detached on the Silurian décollement level, close to the foothills. However, only Quaternary levels crop out and we had no access to core samples in order to study the deformation in this province.

2.3.2 Data set

In order to characterize the thermal field in the SAZ of Bolivia, a large data set of well temperatures has been acquired from the various oil companies present in Bolivia. About 1400 temperature data were compiled; the geographic distribution of well data is closely related to the occurrence of exploration. We distinguish : the North SAZ, the Boomerang, the South SAZ foothills, the southern SAZ Llanura (blind structures below Tertiary deposit), the Chaco plain and the Alto de Izozog (Figs. 2 and 9a). Although not in the external zone, we also present temperature data for the Altiplano as a comparison.

A source of error in the data, which have to be corrected, is the fact that some temperature data are acquired before thermal equilibrium is reached in the well during geophysical analysis of exploratory well-logging. The disequilibrium induced by the circulation of drilling mud decreases logarithmically as a function of circulation time of the mud and shut-in-time (time span after mud circulation ceased). Data correction was processed following the previous work of Springer and Förster (1998). When possible, the Horner-plot correction technique was performed (Bullard, 1947; Horner, 1951; Lachenbruch and Brewer, 1959; Deming, 1989). Whenever information was missing (mostly circulation times and shut-in-times), the statistical correction approach from Deming and Chapman (1988) and Springer and Förster (1998) in Bolivia was applied. Circulation times were assumed to be 5 hours which is a correct average estimate according to Deming (1989), and shut-in-times 7 hours. According to the previous analysis of the authors and to Luhesi (1983), the use of an average circulation time leads to only a little uncertainty with regards to the temperature value. 70% of the data lie in a shut-in-time range of 5 to 15 hours, which lead to a gradient uncertainty of $\pm 1.5^{\circ}\text{C}/\text{km}$ (Springer and Förster, 1998).

2.3.3 General overview of the thermal field over the studied area

In order to avoid excessive near-surface disturbances, only temperature values acquired below 1000 m are investigated. The linear regression of the global data set features an average gradient of $23^{\circ}\text{C}/\text{km}$ for the whole studied area which is in agreement with the value given by Springer (1997) and Springer and Förster (1998). The intercept value gives a

mean surface temperature of 22°C, which in turn corresponds to the mean Ground Surface Temperature. The scatter is up to $\pm 15^\circ\text{C}$ and the correlation coefficient is 0.92. Some provinces are distinguished in order to separate the various thermal influences (Fig. 2.3.11); they are located in figure 2.1.2.

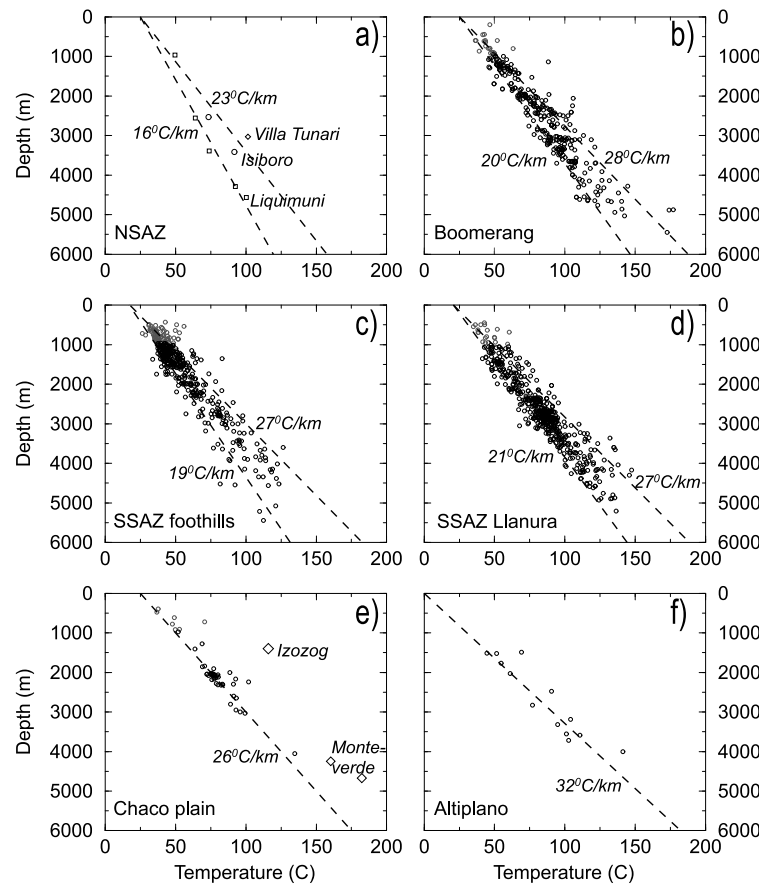


FIG. 2.3.11 – Thermal profiles within the various units of the external zone of the Bolivian Andes and within the Altiplano for comparison. a) North Sub Andean Zone, b) Boomerang, c) South Sub Andean Zone foothills, d) South Sub Andean Zone Llanura, e) Chaco plain, f) Altiplano.

1D and 2D modeling, using the GENEX and THRUSTPACK programs (see appendix) allow us to predict past and present thermal regimes for the last 25 Ma; these models are calibrated by well temperatures and kerogen maturity data (Maximum temperature, Tmax and Hydrogen index, HI). The GENEX models are shown by (i) the burial curves, which indicate the total sedimentary/erosive history, (ii) the temperature windows overlain on the burial curves for the last 25 Ma, (iii) the present geothermal gradient, (iv) the calculated

temperature versus depth, calibrated with the measured well temperatures, (v) the calculated Hydrogen Index calibrated with the measured Rock-Eval values and (vi) the calculated maximum temperature, calibrated with the Rock-Eval measured temperature.

The North-SAZ :

The N-SAZ is less documented than the south since the number of well is still poor. Nevertheless, few structures have been drilled : internal thrusts as Liquimumi, Tacuaral, blind thrust in the south as Villa Tunari, and Isiboro wells and even the last emerging thrust, looking for a sub-trap structure (Yaryapo). The thermal gradient is fairly cold and varies from 16 to 23°C/km in this area (Fig. 2.3.11a). The variations in magnitude of surface processes are extremely high in this area and can easily be explain by the sedimentation/erosion processes. Along strike, erosion can be up to 5000 m in the anticlinal hinges, and syntectonic sedimentation up to 7000 m in the synclines (Baby et al., 1994), which explains the large scatter in this unit. In the foreland, the upper Tertiary sequence reaches 6 km and more than 3 km are younger than 5My, at least in the Secure area. Due to this deep and young foredeep, the average gradient in the first 5 km is less than 20°C/km resulting in an oil window deeper than 5 km and in a gas window at 6 km with a basal heat flow of 55 mW/m² (Isoboro area), (Colletta and Moretti, 1999 - Confidential report for REPSOL).

The Boomerang

This area is located on the wedge of the Palaeozoic basin, at the level of the Santa Cruz bend. The thickness of the sedimentary sequences decreases from the SW towards the NE. Blind thrusts beneath Tertiary strata are present over most of the area (Baby et al., 1994). The mean gradient (Fig. 2.3.11b) is between 20°C/km and 28°C/km, the best value being 24°C/km. Due to the short wavelength of these variations, this scatter has to be explained by active surface processes and/or fluid circulation. Tertiary sedimentation has an impact on the thermal regime, while some blind structures like San Juan are already undergoing erosion. All the models have not been represented here but data are all compatible with a basal heat flow of 52 mW/m² (+/- 3 mW/m²) when taking into account the kinematics of the structures. In the Boomerang area, regional fluid flow has been documented by chemical data from the various oil and gas fields, which show a systematic water (and gas) flushing from the internal part (south-west) to the external part. Nevertheless, while the existence of this long distance migration is proven by the geochemistry analyses (especially gas

isotopes), there is no evidence of a thermal anomaly related to this migration (Moretti et al., 2001).

The South-SAZ foothills

This range alternatively displays eroded anticlines and synclines. For obvious structural reasons, only anticlines are drilled, and few data are available below synclines. Nevertheless, some anticlines are still blind even in the western part of the south SAZ (e.g. Monteagudo) and erosion does not uniformly affect the structures. As a result, the scatter is large and the thermal gradient varies from 19°C/km to 27°C/km with a 23°C/km mean value (Fig. 2.3.11c). The warmer values correspond to the measurements of eroded anticlines near the surface. Modeling has been done for the Parapeti structure (Fig. 2.1.2). This anticline is eroded down to Carboniferous horizons. About 3.5 km have been removed in less than 3.5 Ma and erosion is still active. As the kinematics are not too complicated and because the topography is not too rough, 1D modeling is assumed to be reasonably correct. Figure 2.3.12 shows the sedimentary/erosive evolution, the thermal state and the calibration from various data : current temperatures in the well, palaeo-thermometers (kerogen maturity data based on the Rock-Eval pyrolysis). The warming effects of erosion are obvious as the current gradient is 30 to 35°C/km in the first upper kilometers whereas it was only 25°C/km after the Miocene sedimentation, and 30°C/km before the Late Miocene erosive event.

In the hinges of some anticlines, the Los Monos Fm has been shortened in a disharmonic way and now achieves an apparent thickness of up to 2000 m whereas the stratigraphic thickness is no more than 700 meters. This is the case of the San Alberto anticline (Figs. 2 and 9a). This structure was shortened fairly rapidly, involving thick units (up to 8000-9000 m). In order to account for the complex disharmonic kinematics and the very steep relief, 2D modeling was performed.

Figure 2.3.13 shows the modeling performed with THRUSTPACK on this structure. The computed gradient is 20°C/km which is lower than the value calculated to the north (Parapeti field). It fits with a basal heat flow (at the bottom of the Silurian) of about 40 mW/m² whereas the data was compatible with a basal heat flow of 50 mW/m² in almost all other wells in the north of the south SAZ foothills.

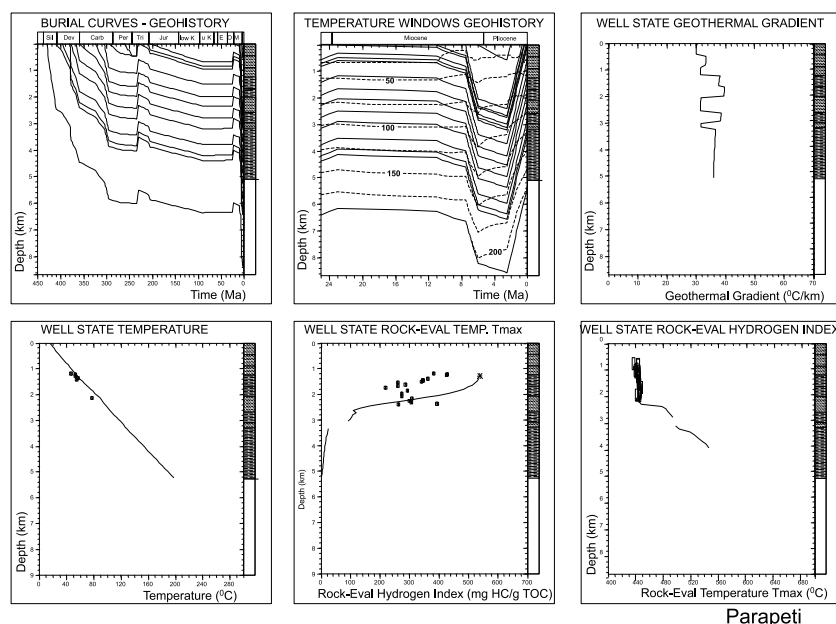


FIG. 2.3.12 – Heat flow increase due to erosion in the Sub Andean Zone : thermal modeling (GENEX) of the Parapeti field. (i) burial curves, which indicate the total sedimentary/erosive history, (ii) temperature windows overlain on the burial curves for the last 25 Ma (solid lines are burial curves and dashed lines are isothermal lines), (iii) present geothermal gradient, (iv) calculated temperature versus depth, calibrated with the measured well temperatures (dots), (v) calculated Hydrogen Index calibrated with the measured Rock-Eval values (dots), and (vi) calculated maximum temperature, calibrated with the Rock-Eval measured temperature (dots). Conductivity is temperature dependent. Basal heat flow is 50 mW/m^2 . Surface temperature is 18°C .

The South-SAZ Llanura plains

Figure 2.3.11d shows the value below the Tertiary deposits in the foreland basin. The mean values for the gradient range from 21°C/km to 27°C/km (average is 25°C/km).

As in the other provinces, the gradients are rather variable but the analysis of specific structures outlines the influence at shallow depth of the fast Late Tertiary sedimentation rate (up to 3000 m in less than 8 Ma). Figure 2.3.14 shows the modeling for the Itaguazurenda field (Fig. 2.1.2), where the Miocene to Recent sequence is thick (more than 3000 m). The current gradient is around 24°C/km at a depth of about 3000-4000 m due to the blanketing, whereas it was more than 30°C/km before the sedimentation event. The best fit is found with a basal heat flow of 55 mW/m^2 .

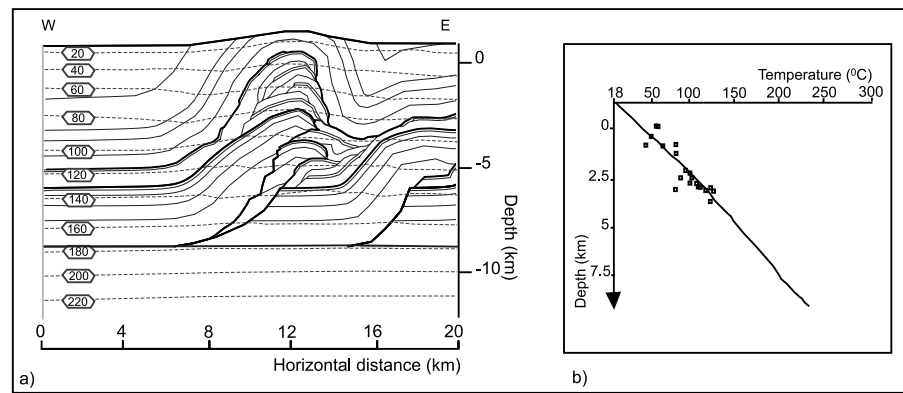


FIG. 2.3.13 – *Integrative study of the various controls on the thermal field : thermal modeling (THRUSTPACK) of the San Alberto field. The structure and kinematics is from Colletta et al., 1999, and pers. comm. Dashed labeled lines on a) are calculated isothermal lines. b) calibration using well data, where the solid line is the calculated geotherm and the dots are the measured temperatures. Basal heat flow is 40 mW/m²). Surface temperature is 24 - 6.5°C/km a.s.l.*

The Chaco Plain

The values from the eastern wells indicate a gradient around 26°C/km (Fig. 2.3.11e) which is slightly more than the gradient in the other areas. This apparently higher gradient is due to the lack of Late Tertiary sedimentation in this area (decreasing eastwards); it also remains compatible with a basal heat flow around 52 mW/m². On the other hand, the Alto de Izozog is incompatible with this thermal regime (Fig. 2.1.2). It corresponds to a persistent structurally elevated zone onto which all the series pinch out since the Carboniferous (Coudert et al., 1995; Montemurro and Del Rosario Mercado, 1996). The gradient there is extremely high (up to 50°C/km). Figure 2.3.15 shows a model based on the few data available. A heat flow of more than 100 mW/m² at the base of the sedimentary layer is needed.

Based on its structural position, the Alto de Izozog has been interpreted as the forebulge of the subduction of the Brazilian shield (Coudert et al., 1995) but it can also be related to a warm zone induced by deep processes (mantle or crust). There is no particular reason for a forebulge to be warm but a permanent continental warm zone is also difficult to explain. The Monteverde field, North of the Alto de Izozog, also presents abnormally high heat flow values (Fig 11e); because of the scarce data (no paleothermometers), we cannot discuss if it is due to a lateral heat flow increase in the vicinity of the hot Alto de Izozog or if the two high temperatures are uneven data.

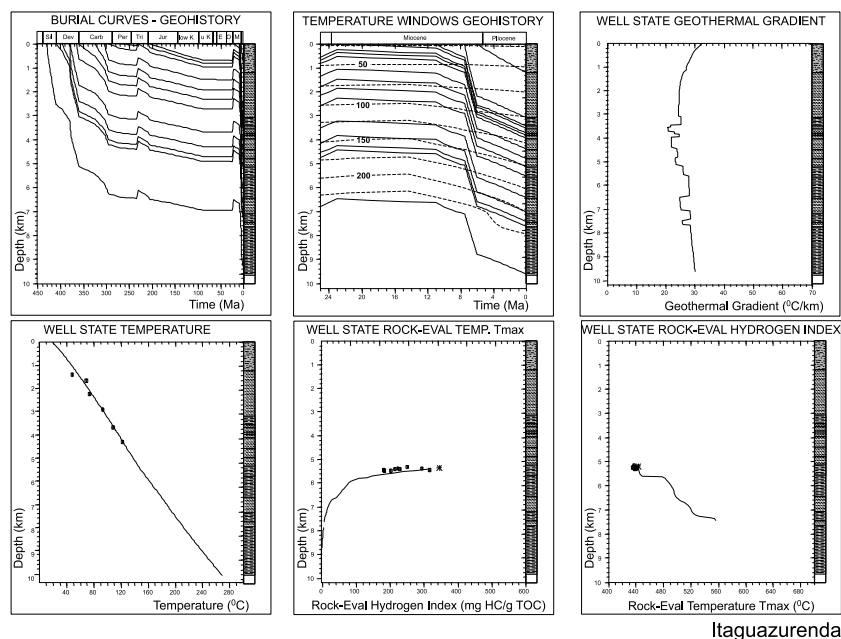


FIG. 2.3.14 – Blanketing effect in the Sub Andean Zone : thermal modeling (GENEX) of the Itaguazurenda field. Legend of the figures is the same as Figure 2.3.12. Basal heat flow is 55 mW/m^2 . Surface temperature is 21°C .

The Altiplano

Even if the Altiplano area does not belong to the Sub Andean zone, we present the data in order to give a comparison between external and internal provinces. The average ground surface temperature is currently no more than 0°C and the mean gradient is more than 32°C/km (Fig 11f). This value is consistent with the mean heat flow ($80\text{-}100 \text{ mW/m}^2$) suggested by Pollack et al. (1993). Although poorly documented, the Cordillera seems warmer with values up to 150 mW/m^2 . The Altiplano is an endoreic basin where the current sedimentation rates are minor after having been very high during the Miocene (Rochat et al., 1999). No major erosion occurs either in the Altiplano but there is very fast erosion in the surrounding Cordilleras (about 10 km in 10 Myr). Surface processes have therefore major influences in the Cordillera where the surface heat flow is enhanced by the erosion and almost no influence over the Altiplano. Like Tibet, the Altiplano/Cordillera area is a good illustration of the effects of deep thermal processes. The very thick crust and, although controversial, thinned lithospheric mantle, help to explain this high heat flow which in some places, is responsible for partial melting at relatively shallow depths (Schmitz et al., 1997 ; Chmielowski et al., 1999). Nevertheless, a careful study of the surface processes on the data

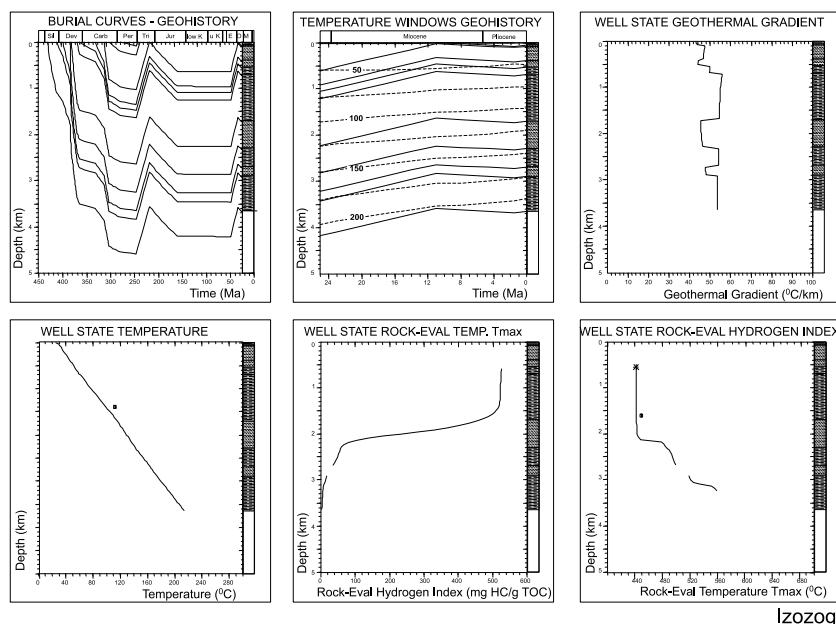


FIG. 2.3.15 – Thermal modeling (GENEX) of the Alto de Alto de Izozog structural high. Legend of the figures is the same as Figure 2.3.12. Basal heat flow is 100 mW/m^2 . Surface temperature is 23°C .

has to be carried out before interpreting the difference of heat flow between the Altiplano and the Eastern Cordillera as the reflect of any deep process. One have also to keep in mind that in the Cordillera most data were collected from mines.

2.4 Discussion

In the Bolivian SAZ, the foothills are very recent -most of the drilled structures are younger than 6 Ma. It has been shown by the specific modeling of various fields that a global consistency can be restored when the transient effects of surface processes are accounted for. Temperature data are generally compatible with a basal heat flow of 50 to 55 mW/m^2 and all the scattering in the data is due to superficial phenomena. However, lateral variations at regional scale have been individualized by time-dependent thermal modeling and reconstruction of the 3D thermal field. There is an increase in the thermal gradient towards the NE (towards the Boomerang transfer zone) as the thickness of the Mesozoic and Cenozoic sedimentary cover decreases and as the recent sedimentation rates become lower. From the foothills towards the Chaco plain there is also a slight eastward increase in the thermal regime, although erosion of the foothills induces a transient heating effect, and

sedimentation in the Llanura induces cooling. All these data point to the fact that the basal HFD under the foredeep is slightly warmer than below the foothills in the Sub Andean Zone. The topography at regional scale increases towards the West. Now considering the thermal effects of topography at a regional scale also helps to explain this slight eastward increase in the thermal gradient, which mainly occurs in the uppermost kilometers (within the part of the crust which is above sea level).

Seismic experiments (Beck et al., 1996) revealed that the crust is thinner than predicted by an Airy type isostatic model. The relatively elevated topography of the Chaco plain (~300-400 m), relative to its crustal thickness requires either support by the flexural rigidity of a strong lithosphere (Lyon-Caen et al., 1985 ; Watts et al., 1995) or a warmer, lighter, and therefore thinner crust. The relatively high thermal gradients and heat flows measured in the Chaco support the second hypothesis since elastic flexuration does not explain the relatively high heat flow beneath the sedimentary basin.

In the first part of this paper, systematic modeling of the various phenomena has allowed us to define sedimentation and erosion as first order processes on the near-surface thermal regime in recent external zones, through space and also through time. Other surface parameters, which have occasionally been mentioned as significant controls on the thermal regime, have been quantified and it has been shown that they do not penetrate deeply enough or have only a minor impact, often because of the lateral conduction of the thermal anomalies. Many of these effects may be neglected when studying the hydrocarbon maturity and the crustal process if, and only if, data are available from deeper zones. Surface processes are time dependent and controlled by the tectonic activity : erosion, sedimentation and terrain effects all depend on the kinematics of the belt. Predictions concerning past and present thermal regimes can only be made when the kinematics is well constrained. It is the case in Bolivia where, based on previous structural studies, we have been able to isolate a deep signal.

Acknowledgements We are grateful to Chaco, Andina, Repsol, Petrobras, Maxus, and particularly to Genaro Montemurro, for the thermal data which allowed us to perform this study. We acknowledge Jean Chéry, Teresa Jordan, Jean-Pierre Burg and Etienne Jaillard for their constructive reviews.

Appendix

THRUSTPACK :

THRUSTPACK is a 2D finite-element forward program developed by IFP for modeling of fold and fault relationships (e.g. Sassi et al., 1998). Thrust evolution is based on pre-defined fault geometries and kinematics. The model allows for displacements and re-meshing through time. Active sedimentation and erosion can be integrated into the model during deformation. A mechanical compaction module is also available. Thermal evolution is computed either in transient or steady state, accounting for conductive heat transfer. Although not used, hydrocarbon maturation and migration are also computed, based on thermal evolution and overpressure calculation during the deformation events.

In the theoretical part, the basal heat flow is 50 mW/m^2 and the surface temperature is fixed to 0°C .

The San Alberto anticline shows major disharmonic stacking within the anticline core. As THRUSTPACK only allows for isopach deformation, the Los Monos ductile shales formation has been divided into very short slices stacked on top of each other.

GENEX :

The GENEX program is a one-dimensional basin modeling tool developed by IFP/ BEI-CIP. It accounts for backstripping compaction to compute final petrophysical properties, conductive thermal evolution, and hydrocarbon maturation and migration through time. Thermal evolution is recorded through time and a final module quantifies the kerogen maturation in order to constrain the models with Rock-Eval pyrolysis measurements. These include the Hydrogen Index (HI) and the maximum temperature (T_{max}) used for calibration during the modeling.

TEMISPACK :

TEMISPACK is a 2D finite-elements software developed by IFP/ BEI-CIP for basin modeling. It is composed of several modules which include (i) backstripping; (ii) a mechanical compaction module to compute the water flow, the overpressure and the final porosity for each layer; (iii) a thermal module which allows computation to be done either in steady state or transient state, in conductive or conductive and convective modes. This module records the thermal histories at depth. In addition, although not mentioned in the paper, TEMISPACK also allows the assessment of kerogen maturity, based on kinetic reactions (Tissot and Espitalié, 1975). Hydrocarbon migration, based on a 2-phase (HC +

water) Darcy equation, is also computed in response to driving forces (buoyancy, gradients of hydraulic head and capillary forces). Additional information and details can be found in Doligez et al. (1987), Ungerer (1990) and Burrus et al. (1992).

TEMISPACK does not allow lateral motions and only vertical phenomena are accounted for (sedimentation, compaction, uplift and erosion). In the paper, we modeled the progradation of a thrust to assess the transient effects linked to the associated fluid flow. Lateral displacement and thrusting were modeled as the sedimentation of layers thinning towards the foreland on top of each other. Moreover, acting on compaction and topography allows the fluid circulation during the thrusting event to be mimicked for the convective and thermal processes.

Chapitre 3

Discussion sur le régime thermique des Andes Centrales

On reconnaît dans les Andes plusieurs unités morphostructurales (fig. 3.0.1), depuis le bouclier brésilien jusqu'à la marge Pacifique. La zone Subandine, largement évoquée

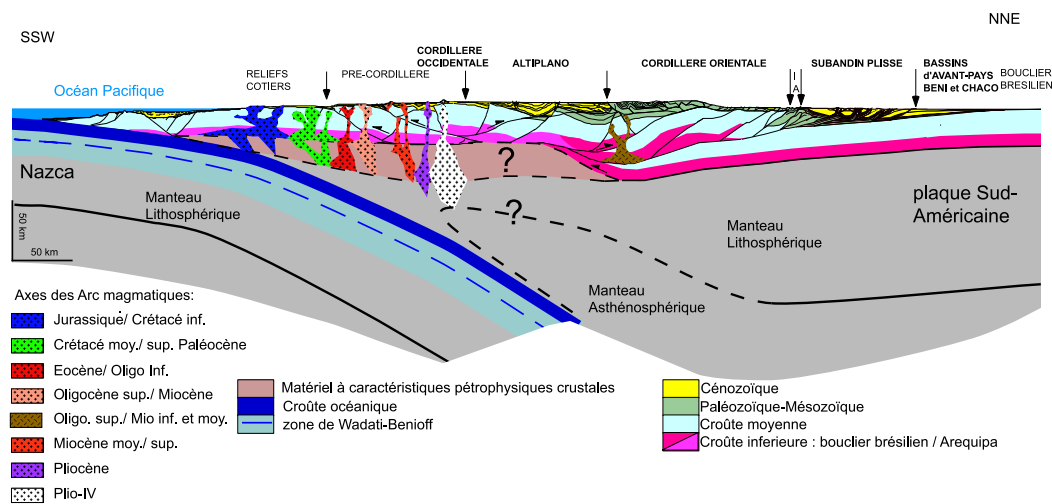


FIG. 3.0.1 – Coupe générale des Andes Centrales entre 18° S et 21° S (modifié d'après Rochat, 2000).

précédemment est un avant-pays qui se décompose en un bassin flexural où la puissance des séries sédimentaires qui le remplissent peut être forte (du sud au nord, leur épaisseur est variable entre les bassins du Chaco, du Beni, et de Madre de Dios), et un prisme tectonique n'impliquant que la couverture, le décollement étant situé à la base des séries paléozoïques (e.g. Baby et al., 1995). L'épaisseur crustale sous le Subandin s'accroît vers l'ouest jus-

qu'à 40-45 km (Beck et al., 1996) par épaissement de la couverture sédimentaire. La zone interandine constitue une transition entre le Subandin et la Cordillère Orientale, où l'épaisseur crustale atteint 70 km (James, 1971 ; Beck et al., 1996). La tectonique néogène très active sur de nombreux chevauchements crustaux à vergence est a épaissi très fortement cette zone entre 16°S et 24°S (e.g. Kley, 1996). La transition vers l'Altiplano se fait par une double vergence de la Cordillère Orientale. L'Altiplano est un bassin intramontagneux où l'épaisseur des sédiments varie fortement, situé à l'aplomb d'une croûte épaissie tardivement (e.g Kennan, 2001) par inversion des demi-grabens éocènes (Rochat, 1999). La Cordillère Occidentale est une structure à vergence ouest (Muñoz et Charrier, 1996) où le raccourcissement est faible, et l'épaisseur crustale de l'ordre de 65 km (James, 1971 ; Beck et al., 1996). L'arc volcanique andin y est localisé. L'épaisseur crustale est due au cumul de plusieurs processus dont une contribution -modérée- du magmatisme (Kono et al., 1989 ; Lamb et Hoke, 1997), le raccourcissement pré-néogène (Horton et DeCelles, 1997 ; Lamb et Hoke, 1997), le sous-plaquage des sédiments érodés le long de la marge par la subduction (Baby et al., 1997 ; Rochat, 1999) et éventuellement un flux longitudinal de croûte inférieure depuis les zones plus épaissies au sud (Kley et Monaldi, 1998).

3.1 Commentaires sur le Subandin bolivien

Le champ de température dans le Subandin est contraint par la large base de près de 1400 données de *BHTs* présentée section 1.2.1. Parmi tous les couples température-profondeur, environ 600 ont pu être localisés exactement, sur 225 puits, et convertis en une base solide incluant leurs coordonnées géographiques, leurs profondeurs absolues et relatives et les valeurs des températures corrigées *VRTs*. Les données couvrent une surface d'approximativement 500 km latitudinalement et 200 km longitudinalement. Elles sont distribuées sur le Subandin, qui décrit un arc à grand rayon de courbure dans sa partie sud (entre 17° S et 22° S, les plis sont remarquablement cylindriques sur plusieurs centaines de kilomètres, cf. fig. 2.1.2). Projetons les données sur un même rayon de manière à caractériser la variation latérale du champ de température sous le Subandin (fig. 3.1.2), orthogonalement à la direction structurale principale. La Llanura désigne la zone de transition entre les chevauchements émergents de l'avant-pays plissé et la plaine non déformée du Chaco. Il s'agit davantage d'une structure morphologique (les reliefs y sont beaucoup moins accentués que dans l'avant-pays plissé) que géologiques (de nombreux chevauchements, très souvent aveugles, structurent la zone).

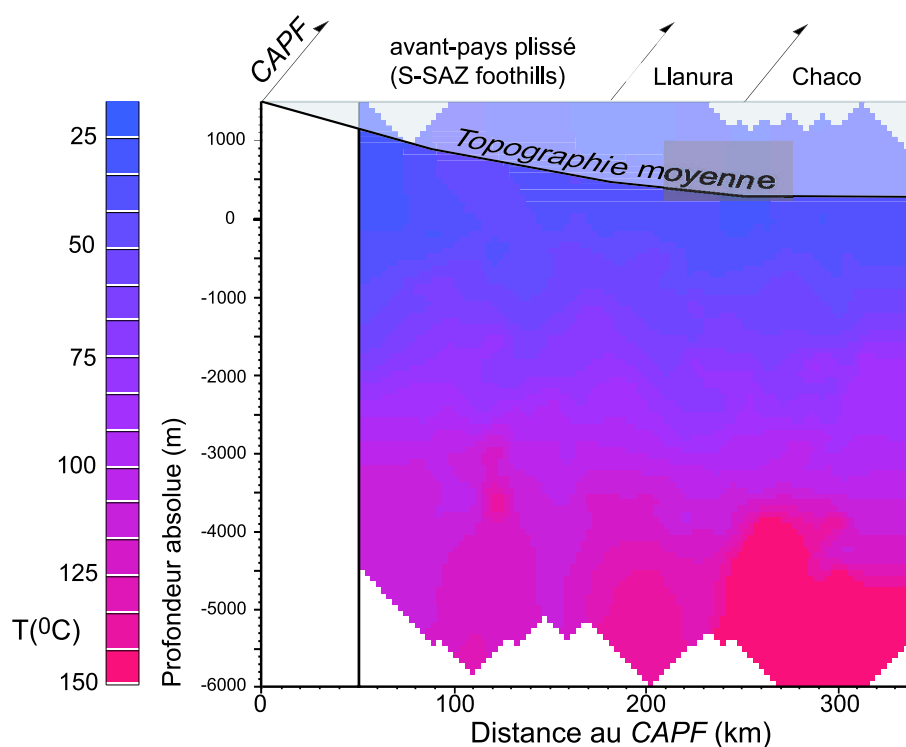


FIG. 3.1.2 – Profil de température dans le Subandin bolivien, du Chevauchement Andin Principal Frontal (CAPF) à la plaine du Chaco (cf. figs. 2.1.2 et 2.3.9) en fonction de la profondeur absolue (*b*). Les valeurs de température (~ 400 valeurs) sur tout le Subandin bolivien sud sont projetées sur une section orthogonale à la direction structurale principale.

La section précédente mettait en exergue les effets de l'érosion et de la sédimentation sur le régime thermique local, dans une optique d'interprétation de données de puits. Ceci permettait d'expliquer en grande partie la dispersion des températures autour d'un géotherme moyen. L'avant-pays plissé forme un relief qui s'érode davantage qu'il ne subit la sédimentation, tandis que le bassin subit les effets du *blanketing* ; le géotherme dans le bassin devrait être moins penté que l'avant-pays plissé. La figure 3.1.2 montre que l'effet inverse se produit à faible profondeur. Les données sont souvent acquises dans les anticlinaux subissant l'érosion dans l'avant-pays plissé, et celle-ci peut être puissante localement (comme sur l'anticlinal de San Alberto) mais reste faible en moyenne sur l'ensemble des structures, et elle n'a pas d'impact régional. C'est le refroidissement dû à l'élévation qui domine. Non seulement la topographie varie avec la structure locale, mais l'altitude moyenne augmente vers l'est. Les effets de la topographie régionale se superposent aux effets de la topographie à courte longueur d'onde. Ce phénomène est sensible dans les deux premiers

kilomètres sous l'avant-pays plissé.

En deçà, les isothermes deviennent horizontales, de la plaine du Chaco au chevauchement principal andin, et le gradient reste approximativement constant; admettons que la conductivité varie peu : le flux de chaleur est constant latéralement. Notons que l'épaississement dans le Subandin n'implique que la couverture sédimentaire dont la production radiogénique est globalement faible, et l'augmentation de l'épaisseur crustale ne contrôle que peu les variations latérales du régime thermique (*cf.* fig. 3.0.1). La forte anomalie positive à 5000 m de profondeur sous la plaine du Chaco correspond aux champs de l'Alto de Izozog et de Monteverde, et est discutée section 2.3.3. A la lumière de l'étude théorique précédente, l'anomalie thermique de l'Alto de Izozog ne peut s'expliquer que par la présence d'une source magmatique. Son extension latérale est mal contrainte. Un haut structural sur lequel les séries sédimentaires se biseautent depuis le Carbonifère (Coudert et al., 1995; Montemurro et Del Rosario Mercado, 1996), est corrélé avec le haut thermique. Un support thermique de ce haut structural par un point chaud permet d'expliquer les observations conjuguées, mais des investigations supplémentaires sont requises, car la pérennité du processus est difficilement explicable.

Des variations nord-sud sont mentionnées dans la section 2.3.3. De la même manière que précédemment, observons le champ de température afin d'isoler ses variations. Outre les *VRTs* (*Virgin Rock Temperature*), la température de surface contraint le champ thermique. On le définit par la température extrapolée au niveau de la mer ($\sim 24^{\circ}\text{C}$, Wernstedt, 1972) et un gradient de température atmosphérique de $6,5^{\circ}\text{C km}^{-1}$. Les figures 3.1.3 et 3.1.4 présentent le champ de température sous le Subandin reconstruit en trois dimensions entre $16^{\circ}40' \text{ S}$ et 23° S .

La surface isotherme 50°C (en carte) souligne le contrôle du régime thermique par la topographie à faible profondeur (le relief apparaît en transparence sur les surfaces isothermes et la ligne verte marque son extension maximale). Les reliefs principaux au sud-ouest culminent autour de 1700 m, et l'isotherme 50°C est autour de 200 m, soit 1500 m plus bas, tandis que sous la plaine du Chaco, elle est 600 m plus bas que la surface du sol. L'isotherme 90°C est suffisamment profonde pour que la distorsion due au relief sus-jacent disparaisse presque totalement. Une anomalie positive s'individualise au nord. Celle-ci est mieux marquée par l'isotherme 130°C (en carte). Dans le Subandin sud, l'épaisseur du remplissage sédimentaire augmente du nord vers le sud (Baby et al., 1994) et les effets du *blanketing* sont insignifiants au nord, par opposition au sud¹.

¹Les données du Chaco et de l'Alto de Izozog n'ont pas été intégrées lors de l'interpolation en 3D car

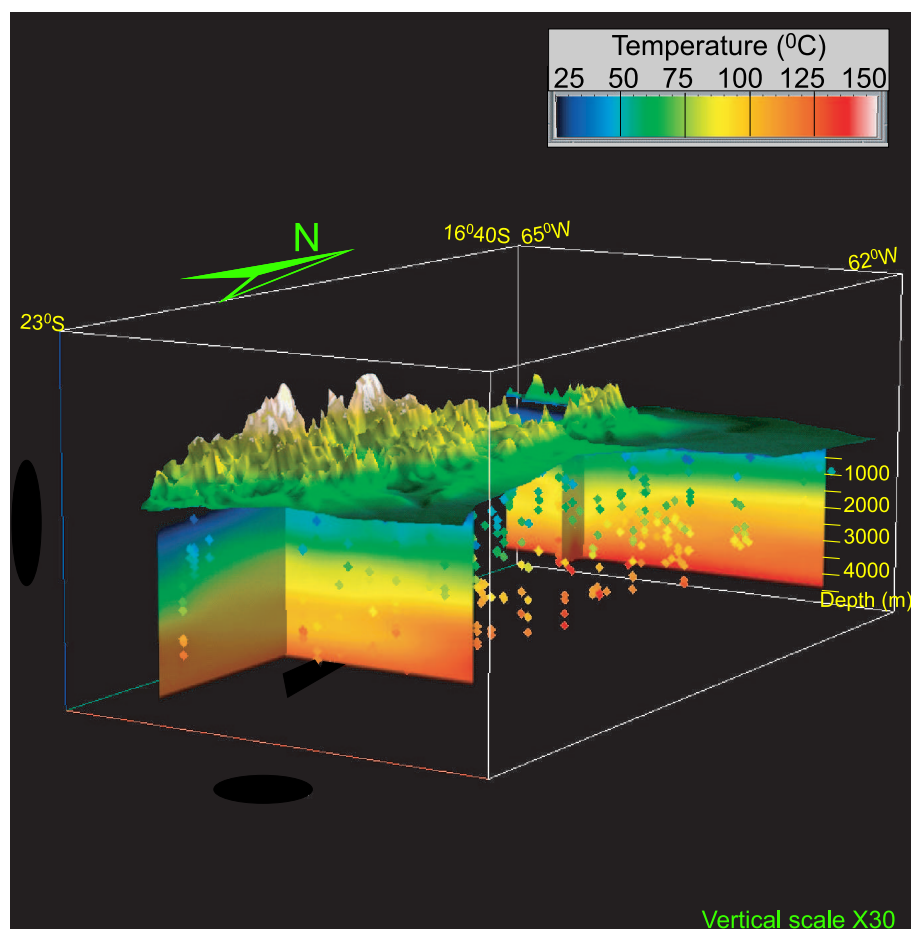


FIG. 3.1.3 – Vue en 3D du champ de température sous le Subandin reconstruit à partir d'environ 400 valeurs.

3.2 Bilan sur le régime thermique des Andes Centrales

Dans le Subandin, l'abondance des données permet de caractériser précisément le régime thermique. En revanche, dans les zones internes, les données thermiques directes sont rares et ne permettent qu'une estimation qualitative. Des indices supplémentaires sont fournis par les données de subsurface (par exemple, les vitesses sismiques dépendent étroitement de la température *etc*). Enfin, la cinématique de l'orogénèse permet de contraindre des modèles directs afin de quantifier le régime thermique. Les données de paléobotanique (Gregory-Wodzicki, 2000 ; Kennan, 2001) permettent de quantifier la variation de l'altitude dans le temps. Les traces de fission dans les apatites et les zircons

elles sont trop isolées

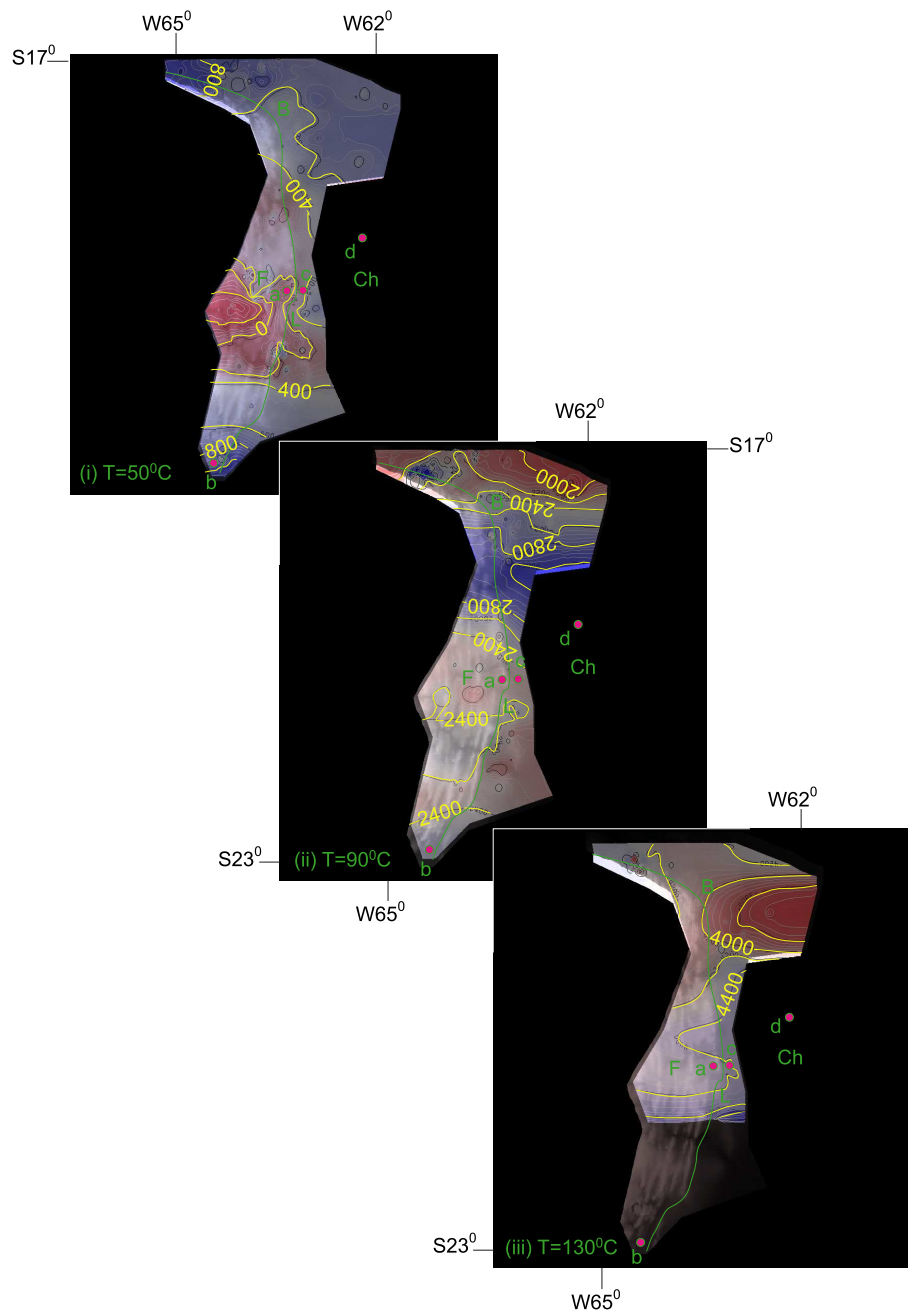


FIG. 3.1.4 – Surfaces isothermes 50°C, 90°C, 130°C sous le Subandin. Le rouge indique les zones élevées et les zones bleues sont les dépressions des isothermes. Les labels jaunes indiquent la profondeur absolue (en mètres sous le niveau de la mer); le relief est superposé en transparence sur les surfaces isothermes; la courbe verte donne la limite entre l'avant-pays plissé et la Llanura. Les annotations renvoient aux puits et zones commentés dans le chapitre 2 : a. Parapeti; b. San Alberto; c. Itaguazurenda; d. Alto de Izozog; F : avant-pays plissé du Subandin sud; B. Boomerang; L. Llanura du Subandin sud; Ch. plaine du Chaco.

(Benjamin et al., 1987 ; Masek et al., 1994 ; Ege et al., 2001) ou encore les données de géochronologie (Gubbels et al., 1993) permettent d'une part de dater les événements tectoniques, mais également d'estimer les vitesses d'exhumation. Les données de maturité des roches -mères (*Rock-Eval*, cf. section 2.3.3 et Moretti et al., 1996) ; réflectance de la vitrinite *etc*) permettent de proposer une histoire thermique qui doit être compatible avec la cinématique.

3.2.1 Cordillère Orientale

La surrection de la Cordillère Orientale s'est initiée il y a 25 Ma puis le processus s'est accéléré graduellement pour atteindre des vitesses de surrection de 0,2-0,3 mm/an (Gregory-Wodzicki, 2000). Cette surrection accompagne l'épaississement crustal par empilement d'écailles du bouclier brésilien, puis sa subduction (Baby et al., 1997). Le raccourcissement mesuré dans le Subandin dans les Andes Centrales (~ 100 -120 km, cf. Kley et Monaldi, 1998, pour une revue) suggère que le bouclier brésilien subducte à des vitesses de l'ordre de 10-12 mm/an. Dans la section 2.2.1, les effets transitoires sur le régime thermique, associés aux chevauchements sont examinés. Il apparaît que seules les écailles dont l'épaisseur crustale est supérieure à 10 km, chevauchant à des vitesses supérieures à 10 mm/an induisent des effets transitoires. La subduction du bouclier brésilien remplit ces conditions puisque l'écaillage implique presque toute l'épaisseur crustale à des vitesses rapides (12 mm/an). Les effets transitoires associés ont été étudiés par Springer pour la Cordillère Orientale (1999, fig. 3.2.5, de 450 à 650 km). Au niveau de la rampe, la densité de flux de chaleur en surface décroît fortement à 40 mW m^{-2} . Sur la Cordillère *sensu stricto*, elle reste très faible malgré sa forte épaisseur crustale (60 mW m^{-2}) soit 2/3 de la densité de flux de chaleur en régime permanent.

Mais les effets de l'érosion ne sont pas intégrés à ce modèle. La surrection de la Cordillère s'accompagne de son érosion. Les données de traces de fission (Benjamin et al., 1987 ; Masek et al., 1994 ; Ege et al., 2001) indiquent des taux d'érosion moyens sur les derniers 30 Ma de 0,1 à 0,4 mm/an et une accélération du processus sur les 10 derniers Ma jusqu'à 1 mm/an. La figure 3.2.6 montre l'incidence de l'histoire érosive sur la Cordillère Orientale pour une érosion s'accroissant exponentiellement de 0,1 mm/an à 1 mm/an sur une période de 26 Ma. La densité de flux de chaleur en surface s'accroît de plus de 30 mW m^{-2} après cette période érosive (fig. 3.2.6b). Ils sont comparables et opposés aux effets transitoires dus à la subduction du bouclier brésilien (fig. 3.2.5) et, en cumulant les ef-

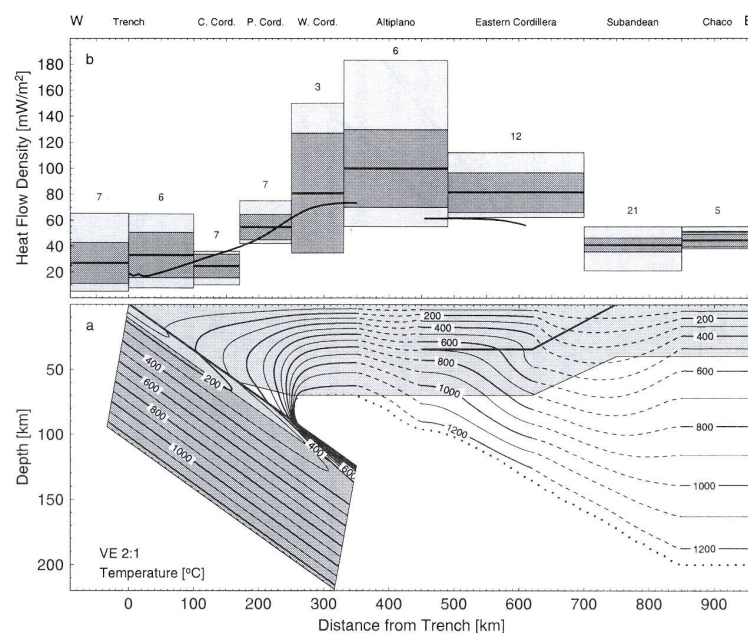


FIG. 3.2.5 – *Champ thermique donné par les modèles de Springer (1999) pour la Cordillère Orientale (à droite) et la subduction de la plaque Nazca (à gauche). Le flux de chaleur à la base de la lithosphère est de 30 mW m^{-2} , la production radiogénique crustale de $0,25 \text{ } \mu\text{W m}^{-3}$ (océans) et $0,9 \text{ } \mu\text{W m}^{-3}$ (continents) -la production radiogénique est supposée distribuée sur l'épaisseur de la croûte épaissie dès l'initiation de la convergence- la friction sur la faille produit de la chaleur correspondant à une contrainte cisailante de 10 MPa, la vitesse de subduction est de 10 mm/an.*

fets, la densité de flux de chaleur dans la Cordillère Orientale est de l'ordre de 90 mW m^{-2} , en accord avec les observations de densité de flux de chaleur de Henry et Pollack (1988) et Springer et Förster (1998). L'anomalie de température en profondeur atteint un maximum de 100°C à 30 km de profondeur après l'évènement érosif. L'intercept du solidus du granite anhydre par le géotherme se produit alors à une profondeur inférieure de 6-7 km à celle obtenue sans érosion (*cf.* fig. 1.5.12), c'est-à-dire vers 30-35 km de profondeur.

Supposons que l'ablation convective de la lithosphère ait eu lieu au cours de l'orogénèse (soit en 26 Ma, à raison de 3 km/Ma, *cf.* fig. 1.5.17). Le réchauffement de la croûte est négligeable jusqu'à 40 km de profondeur, mais la croûte inférieure voit sa température augmenter de 50°C .

Une source de chaleur supplémentaire provient du cisaillement entre la lithosphère en déformation et l'asthénosphère. Dans la section 1.5.2, celle-ci est estimée à partir de l'équilibre des forces. Sous la Cordillère Orientale et l'Altiplano, elle augmente le flux réduit d'environ 25 mW m^{-2} . En imposant un flux de chaleur basal de 35 mW m^{-2} , le

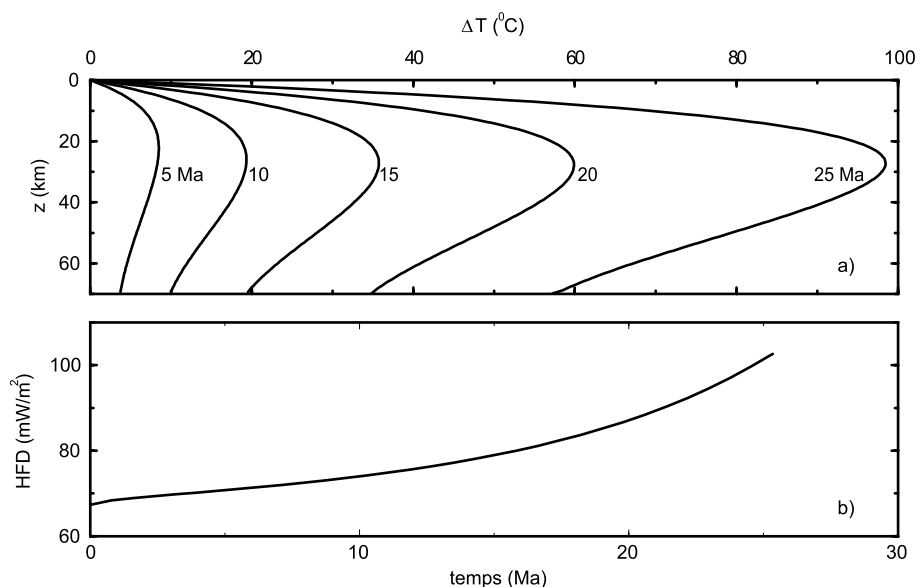


FIG. 3.2.6 – Anomalie de flux de chaleur induite par une érosion régionale s'accroissant exponentiellement de 0,1 mm/an à 1 mm/an sur une période de 26 Ma (Cordillère Occidentale). L'épaisseur crustale est de 70 km. a) Excès de température par rapport au modèle sans érosion ; b) variation de la densité de flux de chaleur en surface (HFD) au cours du temps. Le flux réduit est de 15 mW m^{-2} , la production radiogénique est de $0,75 \mu\text{W m}^{-3}$.

solidus est recoupé à une profondeur encore diminuée de plus de 5 kilomètres.

Si l'empilement de nappes crustales a pour effet de réduire la densité de flux de chaleur en surface de plusieurs dizaines de mW m^{-2} , l'érosion régionale est un facteur dominant. Celle-ci permet de prédire un flux de chaleur élevé en accord avec les quelques observations disponibles. La fusion partielle dans la croûte, ainsi que le suggère Baumont et al. (2001) peut également être envisagée puisque dans le modèle simplifié de la figure 3.2.6, le solidus est intercepté à 35 km de profondeur. Un flux réduit renforcé par la friction à la base de la lithosphère soutient encore cette hypothèse.

3.2.2 Altiplano

L'initiation de la surrection de l'Altiplano est postérieure à celle de la Cordillère Orientale (e.g. Kennan, 2001) et les 3/4 de son altitude actuelle ont été acquis sur les 10 derniers millions d'années, pendant lesquels les surrections de l'Altiplano et de la Cordillère Orientale étaient coordonnées. Les données récentes de traces de fission (Ege et al., 2001) donnent un âge de 22 à 35 Ma sur les roches plus anciennes bordant le bassin de l'Altiplano, qui suggère que l'épaississement s'est initié à cette période. L'érosion très faible

permet d'expliquer que ces âges anciens soient préservés, malgré la surrection récente. Une partie de cette surrection peut être expliquée par la mise en place d'une racine thermique par ablation convective de la lithosphère (*cf.* fig. 1.5.18). Néanmoins, l'épaisseur crustale de plus de 60 km (James, 1971 ; Beck et al., 1996) implique qu'il y ait eu une phase importante d'épaississement. L'Altiplano est un bassin intramontagneux. L'érosion est nulle, et les taux de sédimentation, bien que variables, restent trop faibles pour induire des effets de *blanketing* significatifs. Il est difficile d'être prédictif sur le régime thermique de l'Altiplano puisque l'origine et la nature de la croûte inférieure sont mal connues. Sa situation entre les deux cordillères est représentative de sa structure complexe (fig. 3.0.1) qui montre les deux affinités : épaississement par écaillage crustal d'une part, comme la Cordillère Orientale ; et d'autre part, à l'instar de la Cordillère Occidentale, épaississement pré-néogène, magmatisme, sous placage du matériel érodé sur la marge *etc.*

Le régime thermique associé est fort puisque la croûte est partiellement fondue. On reconnaît comme sources statiques de chaleur la production radiogénique ($\sim 0,75 \mu\text{W m}^{-3}$) et le flux mantellique ($\sim 15 \text{ mW m}^{-2}$), soit une densité de flux de chaleur en surface de l'ordre de 65 mW m^{-2} . La fusion partielle est impossible avec ces uniques sources. Les sources dynamiques comprennent le cisaillement à la base de la lithosphère qui accroît le flux réduit de près de 25 mW m^{-2} et la contribution magmatique, au moins à l'ouest, à la limite avec la Cordillère Occidentale, où les manifestations du magmatisme en surface sont caractéristiques (hydrothermalisme, volcanisme de l'*Altiplano-Puna Volcanic Complex*). Une contribution mineure est due à l'ablation convective de la lithosphère ($\sim +50^\circ\text{C}$ dans la croûte inférieure). Si le magmatisme du sud-ouest de l'Altiplano est un phénomène continu, il rehausse significativement le régime thermique de surface (plusieurs dizaines de mW m^{-2} pour la densité de flux de chaleur en surface, *cf.* section 1.5.2). Il apparaît dans l'analyse de la section 1.5.2 que les volumes impliqués contrôlent très efficacement le régime thermique. Les volumes de matériel magmatique advectés dans les Andes étant très mal connus, et variant latéralement, la quantification reste difficile.

Les processus prépondérants dans l'Altiplano sont donc la production radiogénique, le flux réduit et la contribution magmatique. Les sources statiques (production radiogénique et flux mantellique) sont de l'ordre de 65 mW m^{-2} , auxquelles se superposent les sources dynamiques ($\sim 25 \text{ mW m}^{-2}$ dus au cisaillement à la base de la lithosphère et un flux variable dû au magmatisme). Bien que difficile à estimer puisque l'advection magmatique de chaleur est fortement variable latéralement, le régime thermique en surface induit par le cumul de ces trois sources de chaleur est fort au total ($>90 \text{ mW m}^{-2}$).

3.2.3 Cordillère Occidentale

L'épaississement de la Cordillère Occidentale est encore plus mal connu que celui de l'Altiplano. Les effets transitoires sur le régime thermique dus à l'épaississement crustal oligocène sont maintenant inopérants. Les sources de chaleur sont la production radiogénique crustale ($\sim 0,75 \mu\text{W m}^{-3}$ sur 65 km d'épaisseur), le magmatisme, et le flux réduit. L'érosion est peu efficace. En effet, le raccourcissement est faible (< 20 km, e.g. Baby et al., 1997), et l'épaisseur considérable (> 60 km, James, 1971 ; Beck et al., 1996) ; peu de matériel a pu être érodé puisque le raccourcissement estimé (18 km, Rochat et al., 1999) n'explique déjà pas de manière satisfaisante l'épaisseur crustale observée.

La subduction de la plaque Nazca diminue sensiblement le flux réduit puisque la plaque océanique entraînée en subduction est froide. L'anomalie du flux réduit dépend principalement -outre les propriétés rhéologiques- de la vitesse de la subduction, et l'extension maximale du plan de contact entre les deux plaques. Springer (1999) montre que la subduction a un effet notable sur le régime thermique de la fosse à la Pré-Cordillère (fig. 3.2.5, 0 à 300 km), où la densité de flux de chaleur prédite en surface varie en conséquence entre 25 et 50 mW m^{-2} . La production de chaleur par friction est calculée par Springer pour des contraintes cisailantes de moins de 20 MPa. Au niveau de la Cordillère Occidentale, le régime thermique calculé est celui obtenu en une dimension, l'influence de la subduction devenant insignifiante.

Le flux réduit sous la Cordillère Occidentale est contrôlé par l'extension maximale du plan de contact entre les deux plaques. On considère généralement que la localisation du magmatisme calco-alcalin indique l'extension maximale du prisme asthénosphérique sous-jacent, entre les deux plaques. Le magmatisme ainsi que son âge sont indiqués sur la figure 3.0.1. Le volcanisme calco-alcalin migre vers l'est au cours du temps. En moyenne depuis le Jurassique, le prisme asthénosphérique régresse donc vers l'est. Si le pendage du panneau plongeant reste constant, cette migration est la signature de l'érosion de la marge au cours du temps. Auquel cas, le flux réduit sous la Cordillère Occidentale n'aurait jamais été affecté par la subduction de la plaque Nazca jusqu'à l'actuel. Cependant, Yañez et al. (2001) montrent que le panneau plongeant, anciennement supporté par la ride Juan Fernandez, a changé de pendage sur les 10 derniers millions d'années. Cette ride originellement oblique par rapport à la marge sud-américaine aurait migré vers le sud durant la subduction. Le pendage du panneau plongeant aurait été moindre dans les Andes Centrales entre 18 Ma et 10 Ma. Un ralentissement général du magmatisme s'expliquant par un panneau plongeant peu penté est documenté sur cette période dans les Andes Centrales. Le flux réduit

aurait alors été beaucoup plus faible durant ce court intervalle de temps sous la Cordillère Occidentale, et régulier le reste du temps puisque l'extension maximale du volcanisme est la localisation actuelle de la Cordillère. La figure 3.2.7 indique schématiquement les principaux contrôles du régime thermique dans les deux cas. Le flux réduit est également

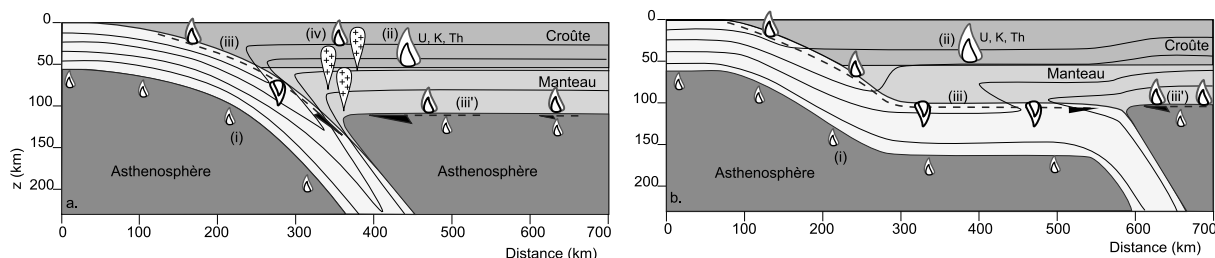


FIG. 3.2.7 – *Champs thermiques schématiques associés à deux contextes de subduction différents. Les flammes indiquent le sens du flux de chaleur, les courbes les isothermes. a) pendage fort (Andes Centrales, Sud Chili, fig. 3.2.6), les sources de chaleur principales sont le flux mantellique (i, $\sim 15 \text{ mW m}^{-2}$), la production radiogénique (ii, $\sim 0,75 \text{ } \mu\text{W m}^{-3}$), la friction aux limites (interplaques, iii, $-50 \text{ mW m}^{-2} < 50 \text{ mW m}^{-2}$; asthénosphérique, iii', $\sim 25 \text{ mW m}^{-2}$), le magmatisme (iv, jusqu'à 150 mW m^{-2} localement). b) pendage faible (Pérou Central, Chili Central), les sources de chaleur dans la plaque chevauchante sont le flux mantellique (i), la production radiogénique (ii), et la friction aux limites de la plaque (iii et iii'). Dans les deux cas, la plaque subductante évacue de la chaleur et diminue le flux réduit; pour cela en b), seule la production radiogénique permet de réchauffer la plaque chevauchante.*

réhaussé par le cisaillement à la base de la lithosphère, soit par la friction interplaques (lorsque le panneau est peu penté), soit par la résistance au déplacement (lorsque le pendage est fort). Dans le premier cas, une partie de la chaleur diffuse dans le panneau plongeant puisque le gradient de température est inversé (fig. 3.2.5), aussi une grande partie de la chaleur produite au contact des deux plaques se dissipe-t-elle dans la plaque subductante. La chaleur produite par le cisaillement dû à la résistance au déplacement (fig. 1.5.13), calculé pour les Andes Centrales est de l'ordre de 25 mW m^{-2} .

Le magmatisme d'arc, calco-alcalin est actuellement localisé au niveau de la Cordillère Occidentale. Ici encore, le flux magmatique est mal connu. Néanmoins, les volumes impliqués -comme dans l'APVC- peuvent être très significatifs. Si le flux magmatique est un phénomène continu, il devient un contrôle prépondérant du régime thermique.

De même que pour l'Altiplano, la densité de flux de chaleur en surface reste difficile à estimer. Elle comprend actuellement au moins la production radiogénique ($\sim 50 \text{ mW m}^{-2}$ et le flux réduit ($\sim 15 \text{ mW m}^{-2}$ pour le flux mantellique et 25 mW m^{-2} de cisaillement à la

base de la lithosphère), comme pour l'Altiplano. L'advection de chaleur par le magmatisme est plus forte puisque le flux magmatique est plus important régionalement. Une borne inférieure est donnée par la densité de flux de chaleur en l'absence d'advection magmatique de chaleur, soit près de 90 mW m^{-2} . Lorsque le pendage du panneau plongeant est plus faible, le flux réduit diminue fortement puisque le gradient de température est inversé entre les deux plaques. De la chaleur se dissipe dans la plaque subductante. En régime permanent pour un panneau plongeant peu penté, la densité de flux de chaleur en surface dépend de la production radiogénique ($\sim 50 \text{ mW m}^{-2}$) essentiellement. Le flux réduit est très faible, puisque la chaleur produite par friction ($\sim 100 \text{ mW m}^{-2}$) est largement dissipée dans la plaque subductante, et il n'y a pas d'advection de chaleur par le magmatisme (fig. 3.2.7).

3.3 Conclusions

Bien que les Andes Centrales ne soient pas un orogène classique, elles font intervenir l'essentiel des contrôles du régime thermique qui apparaissent dans les chaînes de montagnes.

Malgré la forte variabilité des données brutes dans le Subandin, il apparaît que lorsque les effets dus à la cinématique de l'avant-pays sont retranchés, la densité de flux de chaleur est relativement homogène, de l'ordre de 50 mW m^{-2} . Les variations latérales observées à courtes longueurs d'onde sont liées essentiellement aux vitesses locales de sédimentation et d'érosion. A plus grande longueur d'onde, on note une augmentation du régime thermique à faible profondeur depuis l'avant-pays plissé vers le bassin. La corrélation avec la topographie met en exergue l'influence régionale des variations d'altitude. Peu d'autres paramètres contrôlent le régime thermique à grande longueur d'onde dans le Subandin. Le haut structural de l'Alto de Izozog, très chaud, reste mal compris. La seule explication envisageable d'après les investigations théoriques précédentes est la présence d'une chambre magmatique à faible profondeur. Sa longueur d'onde serait restreinte et l'anomalie induite élevée. Cette anomalie reste marginale par rapport au régime thermique régional.

Les contrôles thermiques essentiels dans la chaîne *sensu stricto* -c'est-à-dire là où l'épaississement n'implique pas que la couverture comme dans le Subandin- sont la production radiogénique crustale, le cisaillement aux limites de la lithosphère, l'érosion (Cordillère Orientale) et le magmatisme (Cordillère Occidentale et Altiplano). La subduction du bouclier brésilien sous la Cordillère Occidentale soustrait de la chaleur à la Cordillère. Ce phénomène est compensé sur le plan thermique par l'érosion, très active dans cette

zone. De la même manière, une partie significative de la chaleur produite sur le plan de Benioff diffuse dans la plaque Nazca. La chaleur produite par le cisaillement au contact entre la lithosphère et l'asthénosphère n'est jamais considérée. Or il apparaît qu'il contribue de manière très significative à accroître le flux réduit de la Cordillère Orientale au craton brésilien. Notons que cette source de chaleur est également active en domaine intraplaque, puisque les déplacements des plaques sont opposés à la friction sur l'asthénosphère.

En bilan, sur un transect des Andes Centrales, les sources de chaleur sont très variables, puisque ce sont la production radiogénique, l'érosion ou le magmatisme dominant alternativement, mais leurs effets cumulés impliquent toujours un fort régime thermique dans les zones internes ($\geq 90 \text{ mW m}^{-2}$). Celui-ci est souligné par la fusion partielle de la croûte moyenne, mise en évidence en de nombreux endroits. Cependant, la forte variabilité des processus contrôlant le régime thermique ne permet pas d'étendre cette observations à tous les domaines orogéniques. Ainsi, une subduction peu pentée, des faibles taux d'érosion impliquent plus volontiers un régime thermique relativement froid, puisqu'il ne sera contrôlé que par la production radiogénique, comme dans les segments andins où le panneau plongeant de la plaque Nazca a une faible inclinaison.

Références

- Arndt, J., Bartel, T., Scheuber, E. & Schilling, F., 1997. Thermal and rheological properties of granodioritic rocks from the Central Andes, North Chile. *Tectonophysics*, 271, 75-88.
- Avouac, J.P. & Burov, E.B., 1996. Erosion as a driving mechanism of intracontinental mountain growth, *J. Geophys. Res.*, 101, 17747-17770.
- Babeyko, A. & Sobolev, S., 2001. Intracrustal convection during collision : a numerical parametric analysis, *EGS*, Nice.
- Baby, P., Lopez, J.M., Lopez, O., Oller, J., Pareja, J., Sempere, T. & Tufiño, D., 1989. Structure de la Zone Subandine : influence de la géométrie des séries sédimentaires antéorogéniques sur la propagation des chevauchements, *C.R. Acad. Sci.*, 309, 1717-1722.
- Baby, P., Specht, M., Oller, J., Montemurro, G., Colletta, B. & Letouzey, J., 1994. The Boomerang-Chapare transfer zone : Structural interpretation and experimental approach. in *Geodynamic Evolution of sedimentary basins* eds F. Roure, N. Ellouz, V.S. Shein, I. Skvortsov, International symposium, Moscou, Technip, Paris, 203-218.
- Baby, P., Moretti I, Guillier B., Limachi R., Mendez E., Oller J. & Specht, M., 1995a. Petroleum maturation versus thrust emplacement on the bolivian foothills. in *Petroleum of South America* eds R. Tankard, S. Suarez, H.J. Welsink, AAPG Memoir 62, 445-458.
- Baby, P., Colletta, B. & Zubieta, D., 1995b. Etude géométrique et expérimentale d'un bassin transporté : exemple du synclinorium de l'Alto Beni (Andes Centrales), *B. Soc. Géol. Fr.*, 166, 797-811.
- Baby, P., Rochat, P., Mascle, G. & Hérail, G., 1997. Neogene contribution to crustal thickening in the back-arc of the Central Andes, *Geology*, 25, 883-886.
- Banner, J.L., Wasserburg, G.J., Donson, P.F., Carpenter, A.B. & Moore, C.H., 1989. Isotopic and trace element constraints on the origin and evolution of saline groundwaters from central Missouri, *Geochim. Cosmochim. Ac.*, 53, 383-398.
- Barr, T.D. & Dahlen, F.A., 1989. Brittle Frictional Mountain Building, 2. Thermal structure and heat budget, *J. Geophys. Res.*, 94, 3923-3947.

- Baumont, D., Paul, A., Beck, S., Zandt, G. & Pedersen, H., 2001. Lithospheric structure of the Central Andes based on surface wave dispersion, soumis au *J. Geophys. Res.*.
- Beaumont, C., Fullsack, P. & Hamilton, J., 1992. Erosional control of active compressional orogens, in *Thrust Tectonics*, ed K. McClay, Allen Unwin, London, 1-18.
- Beck, A.E. & Balling, N., 1991. Determination of virgin rock temperatures, in *Handbook of terrestrial heat flow density determination*, eds Haenel, R., Rybach, L., Stegena, L., Solid Earth science library, Kluwer academic publishers, Dordrecht, Hollande.
- Beck, S.L., Zandt, G., Maers, S.C., Wallace, T.C., Silver, P.G. & Drake, L., 1996. Crustal scale variations in the Central Andes, *Geology*, 24, 407-410.
- Belitz, K. & Bredehoeft, J., 1988. Hydrodynamics of Denver basin : explanation of sub-normal fluid pressure, *AAPG Bull.*, 72, 1334-1359.
- Benjamin, M.T., Johnson, N.M. & Naeser, C.W., 1987. Recent rapid uplift in the Bolivian Andes : evidence from fission-track dating, *Geology*, 15, 680-683.
- Birch, F., 1947. Crustal structure and surface heat flow near the Colorado Front Range. *Trans. Am. Geophys. Union*, 28, 792-797.
- Birch, F., 1948. The effect of Pleistocene climatic variations on geothermal gradients, *Am. J. Sci.*, 246, 729-760.
- Birch, F., Roy, E.R. & Decker, 1968. Heat flow and thermal history in New England and New York, in *Studies of the Appalachian geology*, ed An-Zen, E., Wiley, New York, 437-451.
- Blackwell, D.D., Steele, J.L. & Brott, C.A., 1980. The terrain effect on terrestrial heat flow, *J. Geophys. Res.*, 85, 4757-4772.
- Blanpied, M., Lockner, D. & Byerlee, J., 1992. An earthquake mechanism based on rapid sealing of faults, *Nature*, 358, 574-576.
- Bodri, B. & Rybach, L., 1998. Influence of topographically driven convection on heat flow in the Swiss Alps, a model study, *Tectonophysics*, 291, 19-27.
- Bullard, E.C., 1947. The time necessary for a borehole to attain temperature equilibrium. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 5, 127-130.
- Burrus, J., Brosse, E., Choppin de Janvry, G., Grosjean, Y. & Oudin, J.L., 1992. Basin modeling in the Mahakam delta based on the integrated model Temispack. *Proc. Indon. Petr. Ass.*, 31 annual convention, 25-43.
- Butler R., Richards, D., Sempere, T. & Marshall, L., 1995. Paleomagnetic determinations of vertical-axis tectonic rotations from Late Cretaceous and Paleocene strata of Bolivia, *Geology*, 23, 799-802.
- Carslaw, H. S. & Jaeger, J. C. 1959. *Conduction of heat in solids*. Clarendon Press, Oxford.
- Casero, P., 1991. Tectonic framework and petroleum potentiel of the southern Apennines, in *Generation, accumulation and production of Europe's hydrocarbons*, ed Spencer, EAPG spec. pub., 1, 381-387.

- Cermák, V., Bodri, L. & Rybach, L., 1991. Radioactive heat production in the continental crust and its depth dependence. *in Terrestrial heat flow and the lithosphere structure*, eds. V. Cermák & L. Rybach, Springer-Verlag, Berlin, 23-69.
- Chapman, D.S. & Rybach, L., 1985. Heat flow anomalies and their interpretation, *J. Geodyn.*, 4, 3-37.
- Chmielowski, J., Zandt, G. & Haberland, C., 1999. The Central Altiplano-Puna magma body, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 783-386.
- Clauser, C., Giese, P., Huenges, E., Kohl, T., Lehmann, H., Rybach, L., Safanda, J., Wilhelm, H., Windloff, K., Zoth, G., 1997. The thermal regime of the crystalline continental crust : Implications from the KTB, *J. Geophys. Res.*, 102, 18417-18441.
- Colletta, B., Letouzey, J., Soares, J. & Specht, M., 1999. Detachment versus fault propagation folding : insights from the Sub Andean ranges of Southern Bolivia, *in Thrust Tectonics 99*, Londres, 106-109.
- Coltice, N. & Ricard, Y. 1999. Geochemical observations and one layer mantle convection, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 174, 125-137.
- Corrigan, J.D. & Crowley, K.D., 1992. Unroofing of the Himalayas : a view from apatite fission-track analysis of Bengal Fan sediments, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 2345-2348.
- Coudert L., Frappa, M., Viguier, C. & Arias, R., 1995. Tectonic subsidence and crustal flexure in the Neogene Chaco basin of Bolivia, *Tectonophysics*, 243, 277-292.
- Davies, J.H. & von Blanckenburg, F., 1995. Slab breakoff : a model of lithosphere detachment and its test in the magmatism and deformation of collisional orogens, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 129, 85-102.
- Davis, D.A., Suppe, J. & Dahlen, F.A., 1983. Mechanics of fold and thrust belts and accretionary wedges, *J. Geophys. Res.*, 88, 1153-1172.
- Deming, D. & Chapman, D.S., 1988. Inversion of bottom-hole temperature data : the Pineview field, Utah-Wyoming thrust belt, *Geophysics*, 53, 707-720.
- Deming, D., 1989. Application of bottom-hole temperature corrections in geothermal studies, *Geothermics*, 18, 775-786.
- Deming, D. 1994. Fluid flow and heat transport in the upper continental crust. *in Geo-fluids : origin, migration and evolution of fluids in sedimentary basins*, ed J. Parnell, Geol. Soc. Spec. Pub 78, London, 27-42.
- Doligez, B., Ungerer, P., Chenet, P., Burrus, J., Bessis, F. & Bessereau, G., 1987. Numerical modeling of sedimentation, heat transfer, hydrocarbon formation and fluids migration in the Viking graben, North Sea, *in Petroleum Geology of Northwest Europe* eds W.A. England & A.J. Flett, Heyden, London, 1039-1048.
- Dunn J., Hartshorn, K.G. & Hartshorn, P.W., 1995. Structural styles and hydrocarbon potential of the Sub Andean thrust belt of Southern Bolivia. *in Petroleum basins of South America* eds R. Tankard, S. Suarez & H.J. Welsink, AAPG Memoir 62, 523-543.

- Ege, H., Jacobshagen, V., Scheuber, E., Sobel, E., Vietor, T., 2001. Thrust-related exhumation revealed by apatite fission track dating, Central Andes (southern Bolivia), *EGS*, Nice.
- Endignoux, L. & Wolf, S., 1990. Thermal and kinematic evolution of thrust basins : a 2D numerical view, in *Petroleum and tectonics in mobile belts* ed Letouzey, J., Technip, Paris, 181-192.
- England, P. & Molnar, P., 1993. The interpretation of inverted metamorphic isograds using simple physical calculations, *Tectonics*, 12, 145-157.
- England, P., 1994. Convective removal of thermal boundary layer of thickened continental lithosphere : a brief summary of causes and consequences with special reference to the Cenozoic tectonics of the Tibetan Plateau and surrounding regions, *Tectonophysics*, 223, 67-73.
- Evans, B. 1992. Greasing the faults, *Nature*, 358, 544-545.
- Faccenna, C., Becker, Th.W., Lucente, F.P., Jolivet, L. & Rossetti, F., 2001. History of subduction and back-arc extension in the Central Mediterranean, *Geophys. J. Int.*, 145, 809-820.
- Fleitout, L., 1984. *Modélisation des contraintes tectoniques et des instabilités thermomécaniques dans la lithosphère*, thèse d'état, Paris XI, pp. 435.
- Fourier, J. *Théorie analytique de la chaleur*, Firmin Didot père et fils, Paris, 670 pp.
- Francheteau, J., Jaupart, C., X. J. Shen, X.J., Kang, W.H., Lee, D.L., Bai, J.C., Wei, H.P., Deng, H.Y., 1984. High heat flow in southern Tibet, *Nature*, 307, 32-36.
- Froidevaux C. & Isacks B.L., 1984. The mechanical state of the lithosphere in the Altiplano-Puna segment of the Andes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 71, 305-314.
- Fukahata, Y. & Matsu'ura M., 2000. Effects of crustal movements on thermal structure in subduction zones, *GJI*, 141, 271-281.
- Fukahata, Y. & Matsu'ura M., 2001. Correlation between surface heat flow and elevation and its geophysical implication.
- Galer, S.J.G., Goldstein, S.L. & O'Nions, R.K., 1989. Limits on chemical and convective isolation in the Earth's interior, *Chem. Geol.*, 75, 257-290.
- Giunchi, C. & Ricard, Y., 1999, High pressure-low temperature metamorphism and the dynamics of an accretionary wedge, *Geophys. J. Int.*, 136, 620-628.
- Gregory-Wodzicki, K.M., 2000. Uplift history of the Central and Northern Andes : a review, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 112, 1091-1105.
- Gubbels, T.L., Isacks, B.L. & Farrar, E., 1993. High levels surfaces, plateau uplift and foreland development, Bolivian Central Andes, *Geology*, 21, 695-698.
- Guillier, B., Baby, P., Mendez, E., Oller, J. & Marquez, H., 1992. Modificaciones del mapa estructural del subandino sur de Bolivia por compabilidad cinemática de cortes balanceados, in *X Congreso Geológico Boliviano*, Resúmenes extendidos, *Bol. Soc. Geol. Bol.*, 27, 74-76.

- Henry, S.G. & Pollack, H.N., 1988. Terrestrial heat flow above the Andean subduction zone in Bolivia and Peru, *J. Geophys. Res.*, 93, 15153-15162.
- Houseman, G.A., McKenzie, D.P. & Molnar, P., 1981. Convective instability of a thickened boundary layer and its relevance for the thermal evolution of continental convergent belts, *J. Geophys. Res.*, 86, 6115-6132.
- Horton, B.K & DeCelles, P.G., 1997. The modern foreland basin system adjacent to the Central Andes, *Geology*, 25, 895-898.
- Horner, D.R., 1951. Pressure build-up in wells. in *Proc. Third World Petroleum Congress*. The Hague, 503-519.
- Huerta, A.D., Royden, L.H. & Hodges, K.V., 1996. The interdependence of deformational and thermal processes in mountain belts, *Science*, 273, 637-639.
- Huerta, A.D., Royden, L.H. & Hodges, K.V., 1998. The thermal structure of collisional orogens as a response to accretion, erosion and radiogenic heating, *J. Geophys. Res.*, 103, 15287-15302.
- Isaacson, P.E. & Diaz Martinez, E., 1995. Evidence for a middle- late Palaeozoic foreland basin and significant latitudinal shift, Central Andes, *Petroleum basins of South America* eds R. Tankard, S. Suarez & H.J. Welsink, AAPG Memoir 62, 231-249.
- Jackson, M. & Bilham, R., 1994. Constraints on Himalayan deformation inferred from vertical velocity fields in Nepal and Tibet, *JGR*, 99, 13897-13912.
- Jaupart, C. & Mareschal, J.C., 1999. The thermal structure and thickness of continental roots. *Lithos*, 48, 93-114.
- Jaupart, C., Mareschal, J.C., Guillou-Frottier, L., & Davaille, A., 1998. Heat flow and thickness of the lithosphere in the Canadian Shield. *J. Geophys. Res.*, 103, 15296-15286.
- Jaupart, C. & Provost, A., 1985. Heat focussing, granite genesis and inverted metamorphic gradients in continental collision zones, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 73, 385-397.
- Jessop, A.M., Lewis, T.J., Judge, A.S., Taylor, A.E., Drury, M.J., 1984. Terrestrial heat flow in Canada, *Tectonophysics*, 103, 239-261.
- Jessop, A.M., 1990. *Thermal geophysics : Developments in Solid Earth Geophysics*, 17, Elsevier, Amsterdam, 306 pp.
- Kay, S. Mahlburg, B. Coira & Viramonte, J., 1994. Young mafic back-arc volcanic rocks as guides to lithospheric delamination beneath the Argentine Puna Plateau, Central Andes, *J. Geophys. Res.*, 99, 24323-24339.
- Kennan, L., 2001. Large-scale geomorphology of the Andes : interrelationships of tectonics, magmatism and climate, in *Geomorphology and Global Tectonics*, ed M.A. Summerfield, Wiley.
- Kley, J., 1996. Transition from basement-involved to thin-skinned tectonics in the Cordillera Oriental of Southern Bolivia, *Tectonics*, 15, 163-186.

- Kley, J., Monaldi, C.R. & Salfity, J.A., 1999. Along-strike segmentation of the Andean foreland : causes and consequences, *Tectonophysics*, 301, 75-94.
- Kono, M., Fukao, Y. & Yamamoto, A., 1989. Mountain building in the Central Andes, *J. Geophys. Res.*, 94, 3891-3905.
- Kukkonen, I. T. & Clauser, C., 1994. Simulation of heat transfer at the Kola deep-hole site - Implications for advection, heat refraction and palaeoclimatic effects, *Geophys. J. Int.*, 116, 409-420.
- Lachenbruch, A.H. & Brewer, M.C. 1959. Dissipation of the temperature effect of drilling a well in arctic Alaska, *U.S.G.S. Bull.*, 1083, 73-109.
- Lachenbruch, A.H., 1970a. Rapid estimation of the topographic disturbance to superficial thermal gradients, *Rev. Phys.*, 6, 365-380.
- Lachenbruch, A.H., 1970b. Crustal temperature and heat flow production. Implications of the linear heat flow relation, *J. Geophys. Res.*, 75, 3291-3300.
- Lachenbruch, A. H. & Sass, J. H., 1980. Heat flow and energetics of the San Andreas fault zone, *J. Geophys. Res.*, 85, 6185-6222.
- Lachenbruch, A.H., Sass, J.H., Clow, G.D. & Weldon, R., 1995. Heat flow at Cajon Pass, California, revisited, *J. Geophys. Res.*, 100, 2005-2012.
- Lamb, S.H., & Hoke, L., 1997. Origin of the high plateau in the Central Andes, Bolivia, South America, *Tectonics*, 16, 623-649.
- Larroque, C., Guilhaumou, N. & Nicot, E., 1993. Caractérisation de paléo-circulations de fluides dans le niveau de décollement du prisme d'accrétion néogène de Sicile, *C.R. Acad. Sci.*, 317, 1485-1492.
- Larroque, C., Guilhaumou, N., Stéphan, J.-F. & Roure, F., 1996. Advections of fluids at the front of the Sicilian Neogene subduction complex, *Tectonophysics*, 254, 41-55.
- Leloup, P.H., Ricard, Y., Battaglia, J. & Lacassin, R., 1999. Shear heating in continental strike-slip shear zones : model and field examples, *Geophys. J. Int.*, 136, 19-40.
- Leloup, P.H., Lacassin, R., Tapponnier, P., Zhong Dalai, Liu Xiaohan, Zhang Lianshang, Ji Shaocheng & Phan Trong Trinh, 1995. The Ailao Shan-Red River shear zone (Yunnan, China), Tertiary transform boundary of Indochina, *Tectonophysics*, 251, 3-84.
- Le Pichon, X., Henry, P., Goffé, B., 1997. Uplift of Tibet : from eclogites to granulites, *Tectonophysics*, 273, 57-76.
- Lucazeau, F. & Le Douaran, S. L., 1985. The blanketing effect of sediments in basins formed by extension : a numerical model. Application to the Gulf of Lion and Viking graben, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 74, 92-102.
- Luhesi, M.N., 1983. Estimation of formation temperatures from borehole measurements, *Geophys. J. Roy. Astr. S.*, 74, 747-776.
- Lyon-Caen, H., Molnar, P. & Suarez, G., 1985. Gravity anomalies and flexure of the Brazilian shield beneath the Bolivian Andes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 75, 81-92.

- Majorowicz, J.A. & Jessop, A.M., 1993. Relation between heat flow and thermal state of the sedimentary succession of the Alberta Plains, *B. Canad. Petrol. Geol.*, 41, 358-368.
- Majorowicz, J.A., Jones, F.W., Lam, H.L. & Jessop, A.M., 1985. Terrestrial heat flow and geothermal gradients in relation to hydrodynamics in the Alberta basin, *Can. J. Geodyn.*, 4, 265-287.
- Mancktelow, N. S. & Grasemann, B., 1997. Time-dependent effects of heat advection and topography on cooling histories during erosion, *Tectonophysics*, 270, 167-195.
- Mareschal, J.C., Rolandone, F., Bienfait, G., 1999. Heat flow variations in a deep borehole near Sept-Iles, Québec, Canada : paleoclimatic interpretation and implications for regional heat flow estimates, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2049-2052.
- Mareschal, J.C., Guillou-Frottier, L., Cheng, L., Gariépy, C. & Jaupart, C., 1997. Heat flow in Trans-Hudson orogen. *LITHOPROBE report 62*. 106-114.
- Marshall, L.G. & Sempere, T., 1991. The Eocene to Pleistocene vertebrates of Bolivia and their stratigraphic context : a review. Fósiles y facies de Bolivia, *Revista técnica de Y.P.F.B.*, Santa Cruz, 631-652.
- Masek, J.G., Isacks, B.L., Gubbels, T.L. & Fielding, E.J., 1994. Erosion and tectonics at the margin of continental plateaus, *J. Geophys. Res.*, 99, 13941-13956.
- McDonough, W.F. & Sun, S., 1995. The composition of the Earth, *Chem. Geol.*, 120, 223-253.
- Molnar, P. & England, P.C., 1990. Temperature, heat flux, and frictional stress near major thrust fault. *J. Geophys. Res.*, 95, 4833-4856.
- Molnar, P., England, P. & Martinod, J., 1993. Mantle dynamics, uplift of the Tibetan plateau, and the Indian monsoon, *Rev. Geophys.*, 31, 357-396.
- Montemurro, G., 1992. Desarrollo de facies sedimentarias del Silurico-Devonico en el sector Boomerang-Subandino Centro, Bolivia, *Conferencias Internacional Cuencas Fanerozoicas del Gondwana Suroccidental*, Santa Cruz, Bolívia.
- Montemurro, G. & Del Rosario Mercado, M., 1996. Evolución del Alto de Izozog en el foreland Boliviano, *Memorias del XII Congreso Geológico de Bolivia*, Tarija, Bolivia, pp. 29-33.
- Moretti, I., Baby, P., Mendez, E. & D. Zubieta, 1996. Hydrocarbon generation in relation to thrusting in the Sub Andean Zone from 18 to 22°S, Bolivia, *Petrol. Geosci.*, 2, 17-28.
- Moretti, I., 2001. Thrust emplacement and fluid circulation in a foreland, *Petrol. Geosci.*, sous presse.
- Moretti, I., Labaume P., Sheppard S., Boulègue J., 2001. Compartmentalization of the migration pathways in the Sub-Andean Zone, Bolivia, *Tectonophysics*, sous presse.
- Mugnier J.L., Leturmy, P., Mascle, G., Huyghe, P., Chalaron, E., Vidal, G., Husson, L. & Delcaillau, B., 1999. The Siwaliks of Western Nepal, I- Geometry and kinematics, *J. Asian Earth Sci.*, 17, 629-642.

- Myers, S., Beck, S., Zandt, G. & Wallace T., 1998. Lithospheric-scale structure across the Bolivian Andes from tomographic images of velocity and attenuation for P and S waves, *J. Geophys. Res.*, 103, 21233-21252.
- Nelson, K. D., Zhao, W., Brown, L. D., Kuo, J., Jinkai Che, Xianwen Liu, Klemperer, S.L., Makovsky, Y., Meissner, R., Mechie, J., Kind, R., Wenzel, F., Ni, J., Nabelek, J., Chen Leshou, Handong Tan, Wenbo Wei, Jones, A. G., Booker, J., Unsworth, M., Kidd, W.S.F., Hauck, M.D., Alsdorf, M., Ross, A., Cogan, M., Changde Wu, Sandvol, E. & Edwards, M., 1996. Partially Molten Middle Crust Beneath Southern Tibet : Synthesis of Project INDEPTH Results, *Science* 274, 1684-1687.
- Nesbitt, B.E. & Muehlenbachs, K., 1989. Origins and movements of fluids during deformation and metamorphism in the Canadian Cordillera, *Science*, 245, 733-736.
- Nesbitt, B.E. & Muehlenbachs, K., 1991. Stable isotopic constraints on the nature of the syntectonic fluid regime of the Canadian Cordillera, *Geophys. Res. Lett.*, 18, 963-966.
- Nicolas, A., Bouchez, J.L., Blaise, J. & Poirier, J.P., 1977. Geological aspects of deformation in continental shear zones, *Tectonophysics*, 42, 55-73.
- Nicolaysen, L.O., Hart, R.J., Gale, N.H., 1981. The Vredefort radioelement profile extended to supracrustal strata at Carletonville, with implications for continental heat flow, *J. Geophys. Res.*, 86, 10653-10661.
- Nielsen, S.B. & Beck, A.E., 1989. Heat flow density values and paleoclimate determined from stochastic inversion of four temperature-depth profiles from the Superior Province of the Canadian shield, *Tectonophysics*, 164, 345-359.
- Parsons, B. & McKenzie, D.P., 1978. Mantle convection and the thermal structure of the plates, *J. Geophys. Res.*, 83, 4485-4496.
- Pasquale, V. & Verdoya, M., 1990. Geothermal regime of the Po basin, Italy, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 156, 135-143.
- Patacca, E., Sartori, R. & Scandone, P., 1990. Tyrrhenian basin and Apenninic arc : kinematic relations since Late Tortonian times, *Mem. Soc. Geol. It.*, 45, 425-451.
- Pinet, C., Jaupart, C., 1987. The vertical distribution of radiogenic heat production in the Precambrian crust of Norway and Sweden : geothermal implications, *Geophys. Res. Lett.*, 14, 260-263.
- Platt, J.P. & England, P.C., 1994. Convective removal of lithosphere beneath mountain belts : thermal and mechanical consequences, *Am. J. Sci.*, 294, 307-336.
- Pollack, H.N., Hurter, S.J. & Johnson, J.R., 1993. Heat flow from the Earth's interior : analysis of the global data set, *Rev. Geophys.*, 31, 267-280.
- Prensky, S., 1993. Temperature measurements in boreholes : an overview of engineering and scientific applications, *The Log Analyst*, 33, 313-333.
- Ricard, Y., Froidevaux, C. & Hermance, J.F., 1983. Model heat flow and magnetotellurics for the San Andreas and oceanic transform faults, *Ann. Geophys.*, 1, 47-52.

- Rochat P., 2000. *Structure et cinématique de l'Altiplano Nord Bolivien au sein des Andes Centrales*, thèse de doctorat, Univ. J. Fourier, Grenoble.
- Rochat, P., Hérail, G., Baby, P. & Mascle, G., 1999. Bilan crustal et contrôle de la dynamique érosive et sédimentaire sur les mécanismes de formation de l'Altiplano, *C. R. Acad. Sci.*, 328, 189-195.
- Roeder, D., 1988. Andean-age structure of Eastern Cordillera (province of La Paz, Bolivia), *Tectonics*, 5, 23-39.
- Roeder, D. & Chamberlain, R.L., 1995. Structural geology of Sub Andean fold and thrust belt in northwestern Bolivia, in *Petroleum basins of South America*, eds A.J. Tankard, S. Suarez & H.J. Welsink, AAPG Memoir 62, 459-479.
- Roure, F., Howell, D.G., Müller, C. & Moretti, I., 1990. Late subduction complex of Sicily, *J. Struc Geol.*, 12, 259-266.
- Roy, R.F., Decker, E.R., Blackwell, D.D. & Birch, F., 1968. Heat generation of plutonic rocks and continental heat flow provinces. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 5, 1-12.
- Royden, L., 1993. The steady state thermal structure of eroding orogenic belts and accretionary prisms, *J. Geophys. Res.*, 98, 4487-4507.
- Rudnick, R.L. & Fountain, D.M., 1995. Nature and composition of the continental crust : A lower crust perspective. *Rev. Geophys.*, 33, 267-309.
- Rudnick R.L., McDonough, W.F., O'Connell R.J., 1998. Thermal structure, thickness and composition of continental lithosphere, *Chem. Geol.*, 145, 395-411.
- Ruppel, C. & Hodges, K. V., 1994. Role of horizontal thermal conduction and finite time thrust emplacement in simulation of P-T-t paths, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 123, 49-60.
- Šafanda, J., 1994. Effects of topography and climatic changes on the temperature in borehole GFU-1, Prague, *Tectonophysics*, 239, 187-197.
- Sapin, M. & Hirn, A., 1997. Seismic evidence for eclogitization during the Himalayan convergence, *Tectonophysics*, 273, 1-16.
- Sassi, W., Rudkiewicz, J.L. & Davies, R., 1998. New methods for integrated modeling of deformation and petroleum generation in fold and thrust belts, *AAPG ann. meet.*, Salt Lake City, E.U.
- Schmitz, M., Heinsohn, W.D. & F.R. Schilling, 1997. Seismic, gravity and petrological evidence for partial melt beneath the Central Andean crust (21-23°S), *Tectonophysics*, 270, 313-326.
- Schwarz G., Chong, G.D., Krüger, D., Martinez, E., Massow, W., Rath, V. & Viramonte, J., 1994. Crustal high conductivity zones in the Central Andes, in *Tectonics of the Southern Central Andes*, eds K.J. Reutter, E. Scheuber, P.J. Wigger, Springer Verlag, 219-231.
- Sclater, J.G., Jaupart, C. & Galson, D., 1980. The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the Earth, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 18, 269-311.

- Sclater, J.G. Vacquier, V. & Rohrhirsch, J.H., 1970. Terrestrial heat flow measurements on Lake Titicaca, Peru, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 8, 45-54.
- Sempere, T., Hérail, G., Oller, J. & Bonhomme, M.G., 1990. Late Oligocene-Early Eocene major tectonic crisis and related basins in Bolivia, *Geology*, 18, 812-815.
- Sempere, T., 1995. Phanerozoic evolution of Bolivia and adjacent regions, in *Petroleum basins of South America*, eds R. Tankard, S. Suarez, H.J. Welsink, AAPG Memoir, 62. 207-230.
- Sempere T., Carlier, G., Carlotto, V., Jacay, J., Jimenez, N., Rosas, S., Soler, P., Cardenas, J. & Boudesseul, N., 1999. Late Permian-early Tertiary mesozoic rifts in Peru and Bolivia, and their bearing on Andean-age tectonics, 4th ISAG, Göttingen, Allemagne.
- Shi, Y. & Wang, C. H., 1987. Two-dimensional modeling of the P-T-t paths of regional metamorphism in simple overthrust terrains, *Geology*, 15, 1048-1051.
- Sheffels, B.M., 1990. Lower bound on the amount of crustal shortening in the Central Bolivian Andes, *Geology*, 18, 812-815.
- Sleep, N.H., 1990. Hotspots and mantle plumes : some phenomenology, *J. Geophys. Res.*, 95, 6715-6736.
- Soler, P. & T. Sempere, 1993, Stratigraphie, géochimie et signification paléotectonique des roches volcaniques basiques mésozoïques des Andes Boliviennes, *C. R. Acad. Sci.*, 316, 777-784.
- Springer, M., 1997. *Die regionale Oberflächenwärmeflussdichte-Verteilung in den zentralen Anden und daraus abgeleitete Temperaturmodelle der Lithosphäre*, thèse de doctorat, GeoForschungsZentrum, Potsdam, Allemagne.
- Springer, M. & Forster, A., 1998. Heat Flow density across the Central Andean subduction zone, *Tectonophysics*, 291, 123-139.
- Springer, M., 1999. Interpretation of heat-flow density in the Central Andes, *Tectonophysics*, 306, 377-395.
- Stein, C.A. & Stein, S. 1992. A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age, *Nature*, 359, 123-129.
- Stein, C.A. & S. Stein, 1994. Constraints on hydrothermal heat flux through the oceanic lithosphere from global heat flow, *J. Geophys. Res.*, 99, 3081-3095.
- Stüwe, K., White, L. & Brown, R., 1994. The influence on eroding topography on steady state isotherms. Applications to fission track analysis, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 124, 63-74.
- Thatcher, W. & England, P.C., 1998. Ductile shear zones beneath strike-slip faults : implications of the San Andreas fault zone, *J. Geophys. Res.*, 103, 891-905.
- Tissot, B. & Espitalié, J., 1975. L'évolution de la matière organique des sédiments : application d'une simulation numérique, *Rev. I. Fr. Petrol.*, 30, 743-777.
- Torgensen, T., 1991. Crustal-scale fluid transport : magnitude and mechanisms, *Geophys. Res. Lett.*, 18, 917-918.

- Turcotte, D.L. & Schubert, G., 1982. *Geodynamics : applications of continuum physics to geological problems*, John Wiley & Sons, New York, 450 pp.
- Turcotte, D.L. & Oxburgh, E.R., 1967. Finite amplitude convection cells and continental drift, *J. Fluid Mech.*, 28, 29-42.
- Ungerer P., 1990. State of art of research in kinetic modeling of oil formation and expulsion, *Org. Geochem.*, 16, 1-25.
- Uyeda, S. & Watanabe, T., 1982. Terrestrial heat flow in Western South America, *Tectonophysics*, 83, 63-70.
- Villegas, M., Bachu, S., Ramon, J & Underschultz, J., 1994. Flow of formation waters in the Cretaceous-Miocene succession of the Llanos Basin, Colombia, *AAPG Bull.*, 78, 1843-1862.
- Watts, A.B., Lamb, S.H., Fairhead, J.D. & Dewey, J.F., 1995. Lithospheric flexure and bending of the Central Andes, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 134, 9-21.
- Wernstedt, F.L. 1972. World Climatic Data, in *Climatic Data Press*, ed Lemont, P.A., 552 pp.
- Wigger, P.-J., Schmitz, M., Araneda, M., Asch, G., Baldzuhn, S., Giese, P., Heinsohn, W.-D., Martinez, E., Ricaldi, E., Röwer, P. & Viramonte, J., 1994. Variation in the crustal structure of the Southern Central Andes deduced from seismic refraction investigations, in *Tectonics of the Southern Central Andes*, eds K.J. Reutter, E. Scheuber, P.J. Wigger, Springer Verlag, 49-68.

Conclusions

La compréhension de la dynamique orogénique est un enjeu à la fois industriel et académique. La problématique a été abordée dans cette optique, sous plusieurs aspects qui se regroupent en deux volets principaux : la dynamique et le régime thermique des marges actives. Le régime thermique dépend de la dynamique, particulièrement en domaine orogénique, et le régime thermique exerce en retour un contrôle sur la dynamique.

Le régime tectonique des marges continentales varie fortement d'un cas à un autre dans l'espace, mais aussi dans le temps. Les exemples étudiés particulièrement dans ce travail ont des dynamiques très distinctes. En examinant les processus qui contrôlent l'évolution de la marge ouest de l'Amérique du Sud et de la mer Egée, nous avons vu que les forces qui interviennent sont similaires. Des changements mineurs de ces forces modifient l'équilibre des forces et la dynamique de la marge.

L'équilibre des forces s'établit entre les forces tectoniques, qui agissent aux limites de la lithosphère, les forces de flottabilité et les forces visqueuses, qui caractérisent la déformation. Sur les marges, les contributions respectives de ces forces varient dans le temps et l'espace. Les forces qui s'appliquent aux limites de la lithosphère comprennent la friction sur le plan de Benioff, mais également une résistance au déplacement à l'interface entre la lithosphère et l'asthénosphère. Les forces de friction aux limites de la lithosphère peuvent intervenir de manière significative sur l'équilibre des forces qui s'appliquent sur l'ensemble d'une plaque ; dans le cas des Andes, la somme des contraintes cisailantes qui s'appliquent à la base de la lithosphère et sur le plan de Benioff, sur une section des Andes sont de l'ordre de 10^{13} N m^{-1} , soit d'un ordre de grandeur comparable aux forces induites par la traction du panneau plongeant. En se basant sur un modèle isostatique local, la morphologie donne une estimation des contraintes de flottabilité. Elles sont équivalentes à la somme des contraintes en limite de plaque et des contraintes visqueuses. La cinématique de déformation fournit les renseignements nécessaires pour isoler les deux contributions. Les contraintes visqueuses, qui caractérisent la déformation, sont faibles au regard des autres termes. La viscosité peut être évaluée à partir de ces contraintes visqueuses et des observations cinématiques. Pour 4 transects andins discutés, la viscosité est de l'ordre de $2 \cdot 10^{21} \text{ Pa s}$. Les contraintes cisailantes sur le plan de Benioff sont parfois élevées ; elles sont estimées de 50 à 100 MPa pour la subduction andine. Leurs variations contrôlent la dynamique de la marge. Si la friction reste constante, elle définit un profil d'épaisseur crustale d'équilibre. Une contrainte normale supplémentaire s'applique sur la marge. C'est cette contrainte, qui trouve son origine dans la racine lithosphérique dont la

flottabilité est négative, qui empêche les marges continentale de s'écrouler. Un changement dans les contraintes cisailantes induira potentiellement de l'extension si elle n'équilibre plus les forces de flottabilité de la croûte, devenues trop fortes. La contrainte normale peut également décroître si la convergence est ralentie par une collision, latéralement, alors que la subduction continue au même régime. C'est le cas des arrière-arcs, illustré par la mer Egée.

Cet équilibre de trois contraintes permet de reproduire de manière satisfaisante en première approximation le régime tectonique observé en domaine continental (Zoback, 1992), et la cinématique de régions aussi différentes en apparence que le Japon, la mer Egée ou les Andes peut être reproduite simplement, en première approximation.

De la même manière que la dynamique, le régime thermique des marges continentales varie dans le temps et dans l'espace puisque la dynamique redistribue les sources de chaleur. La densité de flux de chaleur à la base de la couverture est une condition aux limites qui contrôle la maturation du kérogène. En domaine orogénique, les bassins les plus vastes sont les avant-pays. Ceux-ci sont déformés au cours de l'histoire orogénique et constituent le piedmont des chaînes de montagnes, sans pour autant que l'épaisseur crustale *sensu stricto* augmente, seule la couverture étant (en général) impliquée dans la déformation. La densité de flux de chaleur à la base des avant-pays est peu contrôlée par les processus agissants dans les zones internes. L'épaisseur crustale sous-jacente au bassin n'augmentant pas, la production de chaleur par désintégration reste constante pendant l'orogénèse, car la production radiogénique des bassins sédimentaires est faible au regard de la production de la croûte felsique. Il n'y généralement pas d'érosion à grande longueur d'onde ni de magmatisme. La lithosphère, peu épaissie, loin de l'activité convective rapide du prisme asthénosphérique, n'est probablement pas sujette à son ablation par convection. La déformation peut avoir une incidence sur le régime thermique. L'essentiel du raccourcissement se produit dans les avant-pays, où les contraintes déviatoriques sont maximales (fig. 2.3.10). Le cisaillement à la base de la lithosphère décroît alors rapidement sous le prisme d'avant-pays et devient négligeable sous le bassin. La friction à la base de la lithosphère est exothermique, proportionnellement au cisaillement et au taux de raccourcissement ; la chaleur produite par le cisaillement à la base de la lithosphère décroît donc très rapidement sous l'avant-pays (fig. 1.5.13). La densité de flux de chaleur à la base de la couverture dans les avant-pays est contrôlée par les sources statiques de chaleur, c'est-à-dire le flux mantellique et la production radiogénique. En revanche, les processus dynamiques modifient

le régime thermique du prisme tectonique *sensu stricto*. Certains processus superficiels, comme la sédimentation, l'érosion à courte longueur d'onde, ou le relief à grande longueur d'onde, affectent plus significativement le champ thermique dans les premiers kilomètres. En bilan, le régime thermique des avant-pays est contrôlé à grande longueur d'onde par : un flux basal globalement constant, pouvant s'accroître légèrement (jusqu'à environ $+20 \text{ mW m}^{-2}$) vers les zones internes par friction exothermique à la base de la lithosphère ; l'élévation moyenne, qui refroidit les premiers kilomètres lorsque la topographie s'accroît ; la sédimentation dans le bassin d'avant-pays qui induit des effets de *blanketing*, jusqu'à -50% de la densité de flux de chaleur en l'absence d'érosion. A courte longueur d'onde, l'érosion modifie sensiblement le régime thermique à faible profondeur. Elle est responsable des variations du régime thermique observées sur un nuage de points représentant les données de températures de fond de puits *BHTs*. Un anticlinal en érosion pourra avoir une densité de flux de chaleur en surface accrue de 50% tandis que les synclinaux sont préservés (en général) de l'érosion, et montrent même parfois des anomalies négatives dues à la sédimentation dans les bassins transportés.

En domaine orogénique, les bassins sont donc affectés par des processus très variables selon leur localisation dans la chaîne. Dans les avant-pays, le régime thermique est marqué presque exclusivement par les processus superficiels. La densité de flux de chaleur dans les bassins devrait alors être systématiquement faible au regard des zones internes, comme la plaine du Pô. Les exemples de la molasse suisse ou des Pyrénées montrent les effets inverses. Le régime thermique y est très élevé. D'une part la sédimentation y est inactive depuis plus de 20 Ma et ses effets sont donc effacés, et d'autre part l'ouverture du Golfe de Gascogne, pour le bassin aquitain, et les amincissements lithosphériques panoniens ou rhénans, pour la molasse suisse, peuvent apporter des sources supplémentaires de chaleur. Quelques rares bassins se trouvent en domaine intramontagneux, dans les zones internes. Les plus importants sont sur l'Altiplano et le Tibet. Les taux d'érosion et de sédimentation sur l'Altiplano sont très faibles (au maximum $\sim 0,3 \text{ mm/an}$ de sédimentation dans le bassin de Corque, Rochat, 2000) et nuls sur le Tibet ; le relief y est peu accidenté, et ce sont donc uniquement les phénomènes profonds qui contrôlent le régime thermique. Le flux à la base de la croûte est donné par le flux réduit et la production radiogénique de chaleur. Le flux réduit est sensiblement accru lors de l'orogénèse par la friction à la base de la lithosphère ($\sim +25 \text{ mW m}^{-2}$, d'après les résultats obtenus pour les Andes Centrales), et la production radiogénique s'accroît proportionnellement à l'épaississement de la chaîne.

Le contrôle majeur du régime thermique en domaine orogénique est finalement la

cinématique, puisqu'elle contrôle non seulement la distribution des sources de chaleur, mais aussi les effets transitoires, comme ceux dus à l'érosion et à la sédimentation, qui dépendent des vitesses tectoniques.

Ainsi dans les Andes, l'avant-pays se raccourcit suffisamment vite (~ 10 mm/an, Dunn et al., 1995 ; Moretti et al., 1996 ; Baby et al., 1997) pour que les effets thermiques de l'érosion soient significatifs sur les anticlinaux, et l'histoire de la surrection/exhumation de la haute chaîne est suffisamment rapide (jusqu'à 0,3 mm/an de surrection, Gregory-Wodzicki, 2000 ; Kennan, 2001, pour près de 1 mm/an d'érosion actuellement, Benjamin et al., 1987 ; Masek et al., 1995) pour que la sédimentation dans le bassin induise des effets de *blanketing*. Il ne peut pas y avoir d'effets transitoires si la cinématique est lente. Mais la réciproque n'est pas forcément vérifiée, dans le cas de la sédimentation notamment. Ainsi, en Himalaya, les effets transitoires liés à l'érosion très rapide (~ 2 mm/an dans l'avant-pays, e.g. Husson et al., 2001 ; jusqu'à 2-3 mm/an dans la haute chaîne, Jackson et Bilham, 1994) sont très marqués, tandis que les effets de *blanketing* sont inexistants, car les taux de sédimentation dans l'avant-pays restent faibles (e.g. Ohja et al., 2000). En effet, le drainage est tel qu'une grande partie du matériel détritique est lessivée dans les golfes du Bengale et de l'Indus et sédimente peu dans le bassin.

La cinématique rapide (raccourcissement supérieur à 10 mm/an) est une condition *sine qua non* pour que des perturbations thermiques se produisent. Si elle est faible, les effets de l'érosion, de la sédimentation, du cisaillement à la base de la lithosphère deviennent insignifiants.

La dynamique contrôle le régime thermique en domaine orogénique. Mais la relation génétique entre eux est réciproque, c'est-à-dire que le champ thermique affecte en retour les paramètres dynamiques. L'histoire orogénique modifie très significativement le champ thermique. La densité de flux de chaleur en surface peut être doublée en domaine orogénique par rapport à celle d'un craton. Un régime thermique très fort affecte significativement la rhéologie de la lithosphère, et sa viscosité effective peut diminuer significativement. Nous avons précédemment insisté sur le fait que la cinématique contrôle le régime thermique. Il y a également un contrôle de la dynamique par le régime thermique. Et enfin, la dynamique contrôle la cinématique. Une reconstruction qui prendrait en compte ces retroactions permettrait de mieux caractériser le régime thermique d'une province particulière avec une meilleure définition, et sa dynamique serait précisée. Une approche intégrée de type éléments-finis (e.g. Willett et Burov, 2001) permet de caractériser ces interactions de manière groupée. La viscosité de la lithosphère est une grandeur mal contrainte,

et les estimations de viscosité données dans la littérature s'échelonnent généralement entre 10^{20} Pa s et 10^{23} Pa s. Les variations de viscosité associées aux variations de régime thermique sont d'un ordre de grandeur. Un adoucissement de la lithosphère à proximité de la marge au cours du temps aurait pour incidence de localiser plus facilement la déformation, et ainsi de réduire légèrement la contrainte cisailante de résistance au déplacement à la base de la lithosphère. Nous avons vu dans la première partie qu'un tel changement de viscosité n'a pas d'impact majeur sur la dynamique, et les reconstructions à viscosité constante restent correctes en première approximation.

Références

- Baby, P., Rochat, P., Mascle, G. & Hérail, G., 1997. Neogene contribution to crustal thickening in the back-arc of the Central Andes. *Geology*, 25, 883-886.
- Benjamin, M.T., Johnson, N.M. & Naeser, C.W., 1987. Recent rapid uplift in the Bolivian Andes : evidence from fission-track dating, *Geology*, 15, 680-683.
- Dunn J., Hartshorn, K.G. & Hartshorn, P.W., 1995. Structural styles and hydrocarbon potential of the Sub Andean thrust belt of Southern Bolivia. in *Petroleum basins of South America* eds R. Tankard, S. Suarez & H.J. Welsink, AAPG Memoir, 62, 523-543.
- Gregory-Wodzicki, K.M., 2000. Uplift history of the Central and Northern Andes : a review, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 112, 1091-1105.
- Husson, L., Mugnier, J-L., Leturmy, P., Vidal, G., 2001, sous presse. Kinematics and sedimentary balance of the Siwaliks (W Nepal), in *Thrust Tectonics 99*, ed K. MacClay, AAPG Memoir.
- Jackson, M. & Bilham, R., 1994, Constraints on Himalayan deformation inferred from vertical velocity fields in Nepal and Tibet, *J. Geophys. Res.*, 99, 13897-13912.
- Kennan, L., 2001. Large-scale geomorphology of the Andes : interrelationships of tectonics, magmatism and climate, in *Geomorphology and Global Tectonics*, ed M.A. Summerfield, Wiley.
- Masek, J.G., Isacks, B.L., Gubbels, T.L. & Fielding, E.J., 1994. Erosion and tectonics at the margin of continental plateaus, *J. Geophys. Res.*, 99, 13941-13956.
- Moretti, I., Baby, P., Mendez, E. & D. Zubieta, 1996. Hydrocarbon generation in relation to thrusting in the Sub Andean Zone from 18 to 22°S, Bolivia, *Petrol. Geosci.*, 2, 17-28.
- Ohja, T.P., Butler, R.F., Quade, J., DeCelles, P.G., Richards, D. & Upreti, B.N., 2000. Magnetic polarity stratigraphy of the Neogene Siwalik group at Khutia Khola, far western Nepal, *GSA Bull.*, 112, 424-434.
- Rochat P., 2000. *Structure et cinématique de l'Altiplano Nord Bolivien au sein des Andes Centrales*, thèse de doctorat, Univ. J. Fourier, Grenoble.
- Willett, S.D., Pope, D., 2001. Thermo-mechanical Models of Convergent Orogenesis : Thermal and Rheologic Dependence of Crustal Deformation, *Margins TEI*, soumis.

- Zoback, M.L., 1992. First and second order patterns of stress in the lithosphere : the World Stress Map Project, *J. Geophys. Res.*, 97, 11703-11728.

Annexe

Equilibre des contraintes

L'équilibre des contraintes est donné par les équations de Navier-Stokes qui, en négligeant les termes inertiels, se réduisent à :

$$\nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{g}. \quad (1)$$

On note $\mathbf{g}$ l'accélération de la pesanteur, et $\boldsymbol{\sigma}$ le tenseur des contraintes. En posant τ_{ij} les contraintes déviatoriques, P la pression, et δ_{ij} est le delta de Kronecker, on peut écrire :

$$\sigma_{ij} = \tau_{ij} - P\delta_{ij}. \quad (2)$$

La surface libre est à la distance $L + h$ de la lithosphère, h est la topographie. On suppose que les variations latérales des contraintes cisailantes horizontales σ_{xz} s'établissent avec une grande longueur d'onde devant l'épaisseur de la lithosphère. En intégrant la composante horizontale de (1) en z , on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^{L+h} \sigma_{xx} dz - \sigma_{xz}^b = 0, \quad (3)$$

Posons $\overline{\sigma_{xx}} = \frac{1}{L} \int_0^h \sigma_{xx} dz$ la contrainte horizontale moyennée sur la lithosphère d'épaisseur L . La relation (3) devient :

$$\frac{\partial}{\partial x} L \overline{\sigma_{xx}} = \sigma_{xz}^b. \quad (4)$$

Avec $\sigma_{xx} = \tau_{xx} - P$, $\sigma_{zz} = \tau_{zz} - P$ et $\sigma_{xz} = \tau_{xz} = \tau_{zx}$, la relation (4) s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial x} L (\overline{\tau_{xx}} - \overline{P}) = \tau_{xz}^b, \quad (5)$$

où σ_{xz}^b est la contrainte cisailante à la base de la lithosphère. Afin d'éliminer la pression P des équations, utilisons la composante verticale de (1), qui s'écrit (en supposant que les variations horizontales des contraintes soient négligeables devant les variations verticales) :

$$\sigma_{zz}(z) = \int_{L+h}^z \rho g dz, \quad (6)$$

ou encore, de la même manière que pour l'équilibre horizontal :

$$\overline{\tau_{zz}} - \overline{P} = \frac{1}{L} \int_0^{L+h} dz \int_{L+h}^z \rho g dz', \quad (7)$$

où $\overline{\tau_{zz}}$ est la contrainte verticale moyennée sur l'épaisseur de la lithosphère.

Or, $\tau_{ij} = \eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$, d'où :

$$\begin{cases} \tau_{xx} = 2\eta \frac{\partial u_x}{\partial x}, \\ \tau_{xz} = \eta \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right). \end{cases} \quad (8)$$

On réécrit alors la relation (5), avec les contraintes déviatoriques :

$$\frac{\partial}{\partial x} L \left(\overline{\tau_{xx}} - \overline{\tau_{zz}} + \frac{1}{L} \int_0^{L+h} dz \int_{L+h}^z \rho g dz' \right) = \sigma_{xz}^b, \quad (9)$$

soit :

$$2 \frac{\partial}{\partial x} \eta L \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} - \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{L+h} dz \int_{L+h}^z \rho g dz' + \sigma_{xz}^b. \quad (10)$$

L'incompressibilité impose $\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0$. Par ailleurs la densité est nulle au dessus de $z = L + h$, vaut ρ_c de $z = L + h - S$ à $z = L + h$ et ρ_m lorsque $z \leq L + h - S$ où S est l'épaisseur de la croûte. D'où (10) devient :

$$4 \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta L \frac{\partial \overline{u_x}}{\partial x} \right) + \Sigma = - \frac{\rho_c g}{2} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m} \right) \frac{\partial M_C}{\partial x}, \quad (11)$$

où $M_C (= S^2)$ est le moment crustal et Σ la contrainte cisailante à la base de la lithosphère, avec $\Sigma = -\sigma_{xz}^b$.

Equation de transport

L'incompressibilité s'écrit :

$$\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0. \quad (12)$$

Pour la croûte, on peut exprimer cette égalité en l'intégrant sur l'épaisseur de la croûte :

$$\frac{1}{S} \int_{L+h-S}^{L+h} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) dz = 0 \quad (13)$$

$$\text{soit } \frac{\partial}{\partial x} \overline{u_x} + \frac{1}{S} (u_z^{L+h} - u_z^{L+h-S}) = 0.$$

Ce qui s'écrit également :

$$\frac{\partial}{\partial x} \overline{u_x} + \frac{1}{S} \left(\frac{\partial S}{\partial t} + \overline{u_x} \frac{\partial S}{\partial x} \right) = 0; \quad (14)$$

Après multiplication par $2S^2$, on obtient l'équation de transport du moment crustal :

$$\frac{\partial M_C}{\partial t} + u \frac{\partial M_C}{\partial x} + 2M_C \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (15)$$

Extension à 2 dimensions

Bien que nous n'ayons pas développé de modèles à 2D, on peut généraliser les équations précédentes. De la même manière que pour (4), on écrit :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} L \overline{\sigma_{xx}} + \frac{\partial}{\partial y} L \overline{\sigma_{xy}} = \sigma_{xz}^b, \\ \frac{\partial}{\partial y} L \overline{\sigma_{yy}} + \frac{\partial}{\partial x} L \overline{\sigma_{xy}} = \sigma_{yz}^b. \end{cases} \quad (16)$$

On élimine la pression en utilisant la composante verticale de (1) et l'incompressibilité pour écrire :

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} L (\overline{\tau_{xx}} - \overline{\tau_{zz}}) + \frac{\partial}{\partial y} L \overline{\tau_{xy}} + \sigma_{xz}^b = -\frac{\partial}{\partial x} L \overline{\sigma_{zz}}, \\ \frac{\partial}{\partial y} L (\overline{\tau_{yy}} - \overline{\tau_{zz}}) + \frac{\partial}{\partial x} L \overline{\tau_{xy}} + \sigma_{yz}^b = -\frac{\partial}{\partial y} L \overline{\sigma_{zz}}. \end{cases} \quad (17)$$

Dans ces équations, $\overline{\sigma_{zz}}$ est encore donné par l'équation (6). En utilisant $\tau_{ij} = \eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} 2\eta L \left(2\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \eta L \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \sigma_{xz}^b = -\frac{\partial}{\partial x} L \overline{\sigma_{zz}}, \\ \frac{\partial}{\partial y} 2\eta L \left(2\frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \eta L \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) + \sigma_{yz}^b = -\frac{\partial}{\partial y} L \overline{\sigma_{zz}}. \end{cases} \quad (18)$$

soit, après arrangement et pour une viscosité constante :

$$\begin{cases} 4\eta L \frac{\partial}{\partial x} \nabla_H V_H - \eta L \frac{\partial}{\partial y} \Omega_z + \sigma_{xz}^b = -\frac{\rho_c g}{2} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) \frac{\partial S^2}{\partial x}, \\ 4\eta L \frac{\partial}{\partial y} \nabla_H V_H + \eta L \frac{\partial}{\partial x} \Omega_z + \sigma_{yz}^b = -\frac{\rho_c g}{2} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) \frac{\partial S^2}{\partial y}. \end{cases} \quad (19)$$

avec $\Omega_z = \frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y}$, (Ω_z est le rotationnel selon z , ou encore la vorticité, et $\nabla_H V_H$ la divergence horizontale).

En dérivant alternativement les équations (19) par rapport à x et   y respectivement et en les additionant, on obtient l'équilibre des contraintes en fonction de la divergence horizontale $\nabla_H V_H$:

$$\left(\frac{\partial \sigma_{xz}^b}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}^b}{\partial y} \right) + 4\eta L \nabla^2 (\nabla_H V_H) = -\frac{\rho_c g}{2} \left(1 - \frac{\rho_c}{\rho_m}\right) \nabla^2 S^2, \quad (20)$$

Inversement, en dérivant les équations (19) par rapport à y et à x respectivement et en les soustrayant, on obtient l'expression du rotationnel :

$$\left(\frac{\partial \sigma_{xz}^b}{\partial y} - \frac{\partial \sigma_{yz}^b}{\partial x} \right) - \eta L \nabla^2 \Omega_z = 0 \quad (21)$$

De la même manière qu'à 1D (15), le transport du moment crustal est donné par l'incompressibilité, soit :

$$\frac{\partial M_C}{\partial t} + V_H \nabla M_C + 2M_C \nabla_H V_H = 0. \quad (22)$$

Table des figures

Dynamique des chaînes de montagnes	17
1.1.1 <i>Topographie et plaques tectoniques.</i>	19
1.2.2 <i>Carte globale des contraintes (d'après le World Stress Map Project, Mueller et al., 2000)</i>	22
1.2.3 <i>Schéma des forces principales agissant sur une zone de subduction.</i>	24
1.2.4 <i>"Ridge push", équilibre des forces sur la lithosphère océanique (d'après Turcotte et Schubert, 1982).</i>	25
1.2.5 <i>Bilan des flottabilités crustales et lithosphériques à l'échelle du continent. La racine lithosphérique épaissie des continents a une flottabilité négative qui maintient la croûte continentale, dont la flottabilité est positive, et qui tend à s'effondrer.</i>	31
1.2.6 <i>Régime de contraintes sur différentes zones de convergence. a) continent/ continent : SE Asie ; b) océan/ continent : Amérique du Sud ; c) océan/ continent : mer Egée ; d) océan/ océan : Tonga-Kermadec (d'après les données de Mueller et al., 2000).</i>	33
1.3.7 <i>Modèle conceptuel.</i>	35
2.2.1 <i>Deviatoric stress and elevation induced by a uniform basal friction $\Sigma = 3.5$ MPa, toward the hinterland, over the length $\Delta_{\Sigma} = 300$ km.</i>	48
2.2.2 <i>Deviatoric stress and elevation induced by a constant friction below the overriding plate in the direction of the trench. This friction roughly mimics the effect of a corner-flow circulation.</i>	49
2.2.3 <i>Deviatoric stress and elevation induced by a constant corner-flow driving friction below the overriding plate, and resisted by a drag k_u at the base of the lithosphere.</i>	50
2.2.4 <i>Deviatoric stress and elevation induced by a constant interplate friction below the overriding plate, resisted by a drag at the base of the lithosphere.</i>	51
2.2.5 <i>Horizontal velocities when tectonics is driven by corner-flow and when tectonics is driven by interplate friction.</i>	52
2.2.6 <i>Deviatoric stress and elevation for a collapsing pre-existing topography.</i>	53

2.2.7	<i>Deviatoric stress and elevation induced by a constant interplate friction below the overriding plate, resisted by the drag at the base of the lithosphere. A normal deviatoric stress of -5 MPa is imposed as a right boundary condition. This additional forcing mimics the effects of trench suction.</i>	54
2.3.8	<i>Topography of the Andes. Location of the four profiles used in this paper (across Central Peru, North, Central, and South Chile).</i>	56
2.3.9	<i>Left column : topographic profiles A, B, C and D corresponding to those of Fig. 2.3.8. Earthquake epicenters underlining the Nazca Benioff zone are also plotted. Right column : $1/2\rho_c g(1 - \rho_c/\rho_m)\partial S^2/\partial x$ profiles. . .</i>	57
2.3.10	<i>Predicted deviatoric stresses for the 4 sections.</i>	59
2.3.11	<i>Forward modeling of the 4 sections. In each case, the lines show the topographic profile at 10 Myr, 25 Myr and 30 Myr.</i>	61
2.3.12	<i>Forward modeling of the Altiplano area with a lateral variation of viscosity.</i>	62
2.3.13	<i>Forward modeling for South Peru.</i>	63
3.2.1	<i>Bathymétrie, mécanismes au foyer (CMT de Harvard), et déformations fragiles sur le pourtour égéen.</i>	69
3.2.2	<i>Cinématique à l'aplomb d'une zone de subduction (d'après Jolivet et Faccenna, 2000)</i>	71
3.2.3	<i>Epaisseur crustale de la Crête aux Balkans (d'après Le Pichon et Angelier, 1981).</i>	72
3.2.4	<i>Reconstitution schématique de l'évolution de la mer Egée. On néglige ici l'isolement d'un bloc continental (Crête) séparé par le bassin arrière-arc.</i>	73
3.2.5	<i>Reconstruction schématique de l'évolution de la mer Egée.</i>	75
3.2.6	<i>Episcentres, volcanisme et pendage de la plaque Nazca sous l'Amérique du Sud</i>	77
3.2.7	<i>Variation de la vitesse et de l'obliquité de la convergence Nazca/S.Am. Variation de la friction interplaque (Nazca/S.Am.) au cours du temps. . .</i>	78
3.2.8	<i>Modélisation directe des contraintes visqueuses à 10, 20 et 25 Ma pour les 4 segments andins du chapitre 2</i>	79
3.2.9	<i>Mécanismes au foyer extensifs en Amérique du Sud (d'après le catalogue CMT de Harvard).</i>	80
3.3.10	<i>Evolution de la topographie pour une rhéologie non-linéaire</i>	83
3.3.11	<i>Composantes parallèles et orthogonales à la convergence du moment crustal, déduit de la topographie (isostasie locale) pour les Andes entre 40°S et 0°.</i>	84
3.3.12	<i>Vitesses GPS sur les Andes Centrales (d'après Norabuena et al., 1998, et Bevis et al., 1999), et vitesses NUVEL1 (DeMets et al., 1990).</i>	85
3.3.13	<i>Description schématique des composantes poloïdale et toroïdale.</i>	85
3.4.14	<i>Contraintes de flottabilité dans la lithosphère.</i>	88

3.4.15	<i>Evolution du nombre d'Argand dans le cas d'un système à deux couches en fonction du rapport α de leurs épaisseurs. La couche supérieure est légère au regard du fluide que le dispositif surmonte ; elle représente la croûte, sa flottabilité est positive ; la couche inférieure est dense et figure le manteau lithosphérique, sa flottabilité est négative.</i>	90
3.4.16	<i>Evolution temporelle des instabilités lithosphériques, en fonction du rapport α des épaisseurs de la croûte et du manteau lithosphérique. . . .</i>	91
3.4.17	<i>Evolution du moment crustal maximal au cours du temps, en fonction du rapport α des épaisseurs de la croûte et du manteau lithosphérique, en réponse aux effets cumulés de la friction interplaque et des instabilités gravitationnelles.</i>	92
3.4.18	<i>Evolution temporelle du moment du moment lithosphérique total et du champ de vitesse, avec et sans croûte.</i>	95
3.4.19	<i>Localisation des instabilités gravitaires au cours du temps, sans et avec croûte.</i>	96
3.4.20	<i>Evolution en 2D des moments thermiques et crustaux au cours du temps. . . .</i>	98
3.5.21	<i>3 processus pouvant accroître l'altitude. Instabilité gravitaire du manteau lithosphérique ; ablation convective du manteau lithosphérique ; contraintes aux limites de plaque.</i>	101
3.5.22	<i>Géothermes et profils rhéologiques pour des épaisseurs crustales de 35 et 70 km.</i>	105
3.5.23	<i>Evolution temporelle des géothermes et des profils rhéologiques pour une croûte de 50 km d'épaisseur, lorsque le flux réduit décroît de 35 $mW m^{-2}$ à 15 $mW m^{-2}$.</i>	106

Régime thermique des chaînes de montagnes 118

1.2.1	<i>Températures de fond de puits (BHTs) dans le Subandin bolivien.</i>	125
1.3.2	<i>Données de densité de flux de chaleur et modèle extrapolé en harmoniques sphériques de degré 12 (d'après Pollack et al., 1993.)</i>	126
1.3.3	<i>Densité de flux de chaleur en domaines océanique et continental</i>	127
1.4.4	<i>Contrôles géodynamique et anomalies thermiques.</i>	130
1.4.5	<i>Rapport entre l'amplitude d'une anomalie périodique du flux de chaleur entre la surface et la profondeur en fonction de la profondeur et de la longueur d'onde.</i>	131
1.4.6	<i>Contrôles géodynamiques du régime thermique en domaine orogénique. . . .</i>	132
1.4.7	<i>Densités de flux de chaleur sur a) les Apennins, b) les Alpes, c) Les Pyrénées, et d) l'Himalaya et le Tibet (d'après les données synthétisées par Pollack et al., 1993).</i>	134
1.5.8	<i>Régressions linéaires des rapports flux de chaleur en surface / production radiogénique pour différentes provinces, (d'après Roy et al., 1968, Jessop et al., 1984, Mareschal et al., 1997).</i>	139

1.5.9	<i>Décroissance exponentielle de la production radiogénique (e.g. Lachenbruch et al., 1970) et production radiogénique mesurée dans le forage de Kola (Kukkonen et Clauser, 1994).</i>	141
1.5.10	<i>Extrapolation des données de densité de flux de chaleur en fonction de l'épaisseur crustale. La pente donne la production radiogénique moyenne et l'intercept par l'axe des ordonnées donne le flux réduit.</i>	142
1.5.11	<i>Sismicité profonde, volcanisme et flux de chaleur dans les Andes</i>	143
1.5.12	<i>Géothermes et solidus.</i>	145
1.5.13	<i>Production de chaleur par friction à la base de la lithosphère pour quatre segments andins.</i>	148
1.5.14	<i>Impact de l'érosion et de la sédimentation sur le géotherme.</i>	150
1.5.15	<i>Variations de la densité de flux de chaleur au cours du temps en surface au cours du temps, géothermes et flux de chaleur, pour différentes vitesses d'érosion et de sédimentation.</i>	151
1.5.16	<i>Influence du taux d'érosion et du profil de distribution verticale de la radioactivité sur les effets transitoires en profondeur.</i>	152
1.5.17	<i>Evolution temporelle d'une anomalie thermique induite par ablation convective de la lithosphère.</i>	155
1.5.18	<i>Impact de l'ablation convective de la lithosphère sur le profil de densité lithosphérique et surrection associée.</i>	156
1.5.19	<i>Evolution temporelle d'une anomalie thermique induite par une intrusion magmatique.</i>	157
1.5.20	<i>Evolution temporelle d'une anomalie de densité de flux de chaleur en surface induite par une intrusion magmatique.</i>	158
1.5.21	<i>Anomalie de densité de flux de chaleur induite par une variation de température de surface il y a 10000 ans.</i>	159
2.1.1	<i>Thermal profiles through various mountain belts (data source : Pollack et al., 1993).</i>	165
2.1.2	<i>Thermal data in the Andes between 15°S and 23°S (modified after Sclater et al., 1970, Uyeda and Watanabe, 1982, Henry and Pollack, 1988, and Springer and Förster 1998) overlain on a digital elevation map.</i>	167
2.2.3	<i>Schematic cross-section through an ideal frontal thrust system. Influence of the various processes on the near-surface thermal field.</i>	169
2.2.4	<i>Thermal influence of thrusting. a) Steady and transient state domains as a function of sheet thickness, slip rate on the fault, and diffusivity. b) Influence of thrust propagation on the thermal field at 20 mm/yr and 2.5 mm/yr.</i>	170
2.2.5	<i>Impact of different sedimentation and erosion rates on the thermal field through time : 1000 m/Ma and 500 m/Ma sedimentation and erosion rates for 4 Ma.</i>	172

2.2.6	<i>Top, impact of active erosion and sedimentation on the thermal regime as a function of erosion/sedimentation rates and eroded/sedimented thickness, at 0, 5, and 10 km depth below surface. Bottom, quantitative assessment of the transient state at 10 km depth for various erosion/sedimentation rates during and after a 5 km erosion/sedimentation event.</i>	173
2.2.7	<i>Thermal impact of fluid circulation during a thrusting event.</i>	175
2.2.8	<i>Topographic effect on the thermal field</i>	177
2.3.9	<i>a) Structural map of the Bolivian Andes (modified from Baby et al., 1995a). b) Stratigraphic column of the southern Sub Andean Zone (from Moretti et al., 1996)</i>	181
2.3.10	<i>Structural evolution of the South Sub Andean Zone (modified and extended from Moretti et al., 1996 and 2001).</i>	182
2.3.11	<i>Thermal profiles within the various units of the external zone of the Bolivian Andes and within the Altiplano for comparison. a) North Sub Andean Zone, b) Boomerang, c) South Sub Andean Zone foothills, d) South Sub Andean Zone Llanura, e) Chaco plain, f) Altiplano.</i>	184
2.3.12	<i>Heat flow increase due to erosion in the Sub Andean Zone : thermal modeling of the Parapeti field.</i>	187
2.3.13	<i>Integrative study of the various controls on the thermal field : thermal modeling of the San Alberto field.</i>	188
2.3.14	<i>Blanketing effect in the Sub Andean Zone : thermal modeling of the Itaguzurenda field.</i>	189
2.3.15	<i>Thermal modeling of the Alto de Alto de Izozog structural high.</i>	190
3.0.1	<i>Coupe générale des Andes Centrales entre 18° S et 21° S (modifié d'après Rochat, 2000).</i>	195
3.1.2	<i>Profil de température dans le Subandin bolivien</i>	197
3.1.3	<i>Vue en 3D du champ de température sous le Subandin</i>	199
3.1.4	<i>Surfaces isothermes 50°C, 90°C, 130°C sous le Subandin</i>	200
3.2.5	<i>Champ thermique donné par les modèles de Springer (1999) pour la Cordillère Orientale et la subduction de la plaque Nazca.</i>	202
3.2.6	<i>Anomalie de flux de chaleur induite par une érosion régionale s'accroissant exponentiellement de 0,1 mm/an à 1 mm/an sur une période de 26 Ma (Cordillère Occidentale).</i>	203
3.2.7	<i>Champs thermiques schématisés et sources de chaleurs associés à deux contextes de subduction différents (pendage fort, pendage faible).</i>	206